COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

GAUTHIER-VILLARS,
ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,
Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55.

158050-60

Imprimé en France.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS,

AVEC LE CONCOURS

DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

TOME DEUX CENT CINQUANTIÈME.

DEUXIÈME PARTIE : MARS-AVRIL 1960.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55.

1960

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 MARS 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Jean Leray** signale la présence de M. **Beno Eckmann**, Professeur à l'École polytechnique de Zurich, et M. **Roger Gautheret** celle de M. **Noburô Kamiya**, Professeur à la Faculté des sciences de l'Université d'Osaka. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

MM. **Pierre Auger** et **Yves Le Grand** prient l'Académie de bien vouloir les compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Physique, par la mort de M. *Jean Cabannes*.

MM. **Paul Laffitte** et **Charles Prévost** prient l'Académie de bien vouloir les compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Chimie, par la mort de M. *Paul Lebeau*.

La **Société Botanique de France** communique à l'Académie l'avis qu'elle a émis en sa séance du 22 janvier concernant la conservation du Massif forestier de Fontainebleau.

La Revue de culture internationale **Ulisse**, à Rome, informe l'Académie qu'il sera décerné, en 1960, le **Xe Prix Européen Cortina-Ulisse** à un Ouvrage sur les perspectives des recherches dans le domaine des sources d'énergie en relation avec les conditions actuelles de l'économie européenne.

L'Ouvrage dactylographié suivant est présenté par M. **Donatien Cot** :

Robert Genty. *Archipel des Crozet. Étude.* (Cet Ouvrage constitue le développement de Notes parues dans les *Comptes rendus.*)

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Étude de la lumière émise dans le modérateur d'une pile à eau lourde*, par Denis Breton (Thèse, Paris).

2° Archenhold-Sternwarte Berlin-Treptow. *Vorträge und Schriften.* 1. *Alexander von Humboldt und die Astronomie*, par Diedrich Wattenberg. 2. *Vom Kaufmannslehrling zum Astronomen. Friedrich Wilhelm Bessel* (1784-1846), par le même. 3. *Blick in die Sternenwelt* 1960, par Hellmut Winkler.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOMÉTRIE ALGÉBRIQUE. — *Sur un point de la théorie des irrégularités des variétés algébriques.* Note (*) de M. **Francesco Severi.**

J'exposerai ici un petit changement [1], pour rendre plus utile la définition et l'usage des sous-variétés *topologiquement générales* (t.g.) plongées dans une variété V_d, irréductible, à singularités ordinaires, définition donnée dans une Note précédente [2].

Je dis maintenant qu'une sous-variété irréductible, non singulière, de dimension k, W_k, de la variété V_d, est topologiquement générale, si le nombre i_s des formes différentielles de première espèce de degré s ($s = 1, 2, \ldots, d-1$) qui appartiennent à W_k est égal au nombre des formes analogues appartenant à V_d. J'avais déjà trouvé convenable d'envisager des sous-variétés jouissant de cette propriétés, dans le volume III de mon Ouvrage cité dans la Note précédente (p. 277) et je les avais appelées *variétés ordinaires*. Pour ce qui concerne une caractérisation purement topologique desdites variétés je renvoie aux considérations développées à la page 277 du volume III cité ci-dessus.

La définition actuelle est plus maniable que la précédente parce qu'elle peut être appliquée à toute valeur de k, jusqu'à $k = d-1$, tandis que la précédente définition ne conduisait pas à identifier les hypersurfaces t.g. aux hypersurfaces ordinaires, à cause de la restriction essentielle $k < d-1$ du théorème du n° 223 du volume III.

D'un autre côté, le théorème de Hodge que nous avons appliqué dans la Note précédente pour identifier les deux espèces de variétés, ne peut pas en réalité, à cause de la même condition restrictive, amener à la conclusion, lorsque $k = d-1$; c'est-à-dire qu'on peut avoir des hypersurfaces t.g. dans le sens de l'ancienne définition qui ne sont pas ordinaires; ce qu'il est au contraire nécessaire pour la pleine validité du théorème qui donne la condition nécessaire et suffisante (*voir* n° 3 de la première Note) pour que l'hypersurface A ait le système adjoint régulier. C'est-à-dire que la *condition nécessaire et suffisante pour la régularité de* $|A'|$ *est exprimée par la propriété que* A *soit une hypersurface ordinaire* (*jusqu'à* $d = 2$).

(*) Séance du 29 février 1960.

[1] Qui m'a été suggéré par une remarque de M. Marchionna, mon collaborateur du volume III.

[2] *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 635.

VOLCANOLOGIE. — *Sur l'analyse des émanations volcaniques de l'archipel des Nouvelles-Hébrides.* Note de MM. **Marcel Chaigneau, Haroun Tazieff** et **René Fabre.**

A l'invitation du Condominium des Nouvelles-Hébrides, une mission volcanologique a amorcé dans cet archipel une étude des appareils actifs susceptibles d'entrer en éruption dangereuse.

Les Nouvelles-Hébrides occupent une situation assez exceptionnelle dans les chaînes tectono-volcaniques du complexe Pacifique.

Rappelons brièvement que cet océan comporte une large région centrale dont la profondeur, assez uniforme, est d'environ 5 000 m. Cette surface ne comporte ni crêtes montagneuses ni fosses profondes; elle est séismiquement très stable; par contre, elle porte de nombreux volcans (insulaires, sous-marins, guyots), disposés selon des alignements rectilignes d'orientation Ouest-Nord-Ouest; les roches liées à ce volcanisme sont basiques (essentiellement des basaltes à olivine allant souvent jusqu'aux picrites).

Contrastant avec cette vaste région stable, la périphérie du Pacifique, du Nord au Sud en passant par l'Ouest, est composée d'arcs insulaires, disposés en festons à convexité tournée vers le centre de l'océan; ces guirlandes constituent la partie la plus séismiquement et volcaniquement active du globe, tant par la fréquence que par l'intensité de ces manifestations. Les magmas émis par ce volcanisme circum-pacifique (principalement des andésites) sont et plus acides et plus diversifiés que celui du volcanisme intrapacifique.

En outre, les chaînes circum-pacifiques diffèrent des chaînes volcaniques de l'intérieur par d'autres caractéristiques importantes; leur profil est toujours asymétrique, des fonds relativement peu importants se trouvant du côté intérieur, et des fosses étroites et exceptionnellement profondes, séismiquement instables et à importantes anomalies de la gravité, les séparant du domaine océanique subhorizontal.

Les Nouvelles-Hébrides font partie de cette « ceinture de feu »; la séismicité y est très marquée, caractérisée par l'abondance des foyers intermédiaires; le volcanisme y est important, mais la convexité, plus marquée, de l'arc insulaire est tournée vers l'Ouest et la fosse océanique qui lui est associée, au contraire de celles qui bordent les autres arcs du Pacifique (Aléoutiennes, Kuriles, Japon, Mariannes, Philippines, Tonga-Kermadec) ne se trouvent pas du côté Pacifique de l'archipel, mais à l'Ouest de ce dernier, cependant qu'à l'Est, le fond de l'océan remonte à pente douce de 2 à 3 000 m au-dessus des profondeurs normales.

Par cette disposition géographique, les Nouvelles-Hébrides, de même que les Salomon et la Nouvelle-Bretagne, semblent tectoniquement tourner le dos à l'océan Pacifique.

La mission volcanologique demandée par les autorités Néohébridaises a amorcé l'étude des phénomènes volcaniques et séismiques de cet archipel par :

1° La visite des volcans (du Sud au Nord) : Yahue (île de Tanna) Karua et Laïka (sous-marins), Lopevi, Ambrym, Tinakula (groupe de Santa-Cruz, appartenant administrativement aux Salomon Britanniques, mais tectoniquement aux Nouvelles-Hébrides).

2° L'échantillonnage de gaz fumerolliens au volcan d'Ambrym et d'eaux sursaturées de produits volcaniques sur les cratères sous-marins, pour amorcer l'étude de l'évolution des fumerolles.

3° Les observations séismologiques, en collaboration avec M. Cl. Blot, Géophysicien à Nouméa, au volcan Yahue et, à partir de l'île de Mallicollo, du volcan d'Ambrym, effectuées avec des séismographes électromagnétiques verticaux à courte période et enregistreurs photographiques Beaudouin permettant le déroulement à vitesse variable (prêtés par l'Institut de Physique du Globe).

La description du volcan d'Ambrym donnée par Alf. Lacroix (1) en 1914 demeure parfaitement valable, sauf que l'activité s'est déplacée, après l'éruption de 1950-1951, du cratère Benbow à ceux de Marum et Mbweselu.

Au fond d'un cratère-puits de plus de 300 m de profondeur et apparemment de formation récente, situé à l'extrémité orientale du Marum, deux bouches incandescentes manifestaient, lors de notre visite, une certaine activité typiquement strombolienne. Les gaz analysés ont été prélevés dans un ravin d'érosion à la base Est du cône d'éjecta entourant ce cratère. Il était impossible dans les conditions du moment de tenter une descente pour échantillonner les gaz aux évents incandescents.

Le cône et cratère de Mbweselu, situé immédiatement au Sud de ce puits inactif depuis 1905 (2), (3), (4) montrait, en 1959, une forte activité fumerollienne, tant sur les pentes extérieures qu'à l'intérieur du volcan. Le prélèvement a été effectué sur la paroi, très raide, du cratère, côté Est, à une dizaine de mètres sous la lèvre.

Depuis la fin du siècle dernier, la durée du calme séparant les paroxysmes éruptifs d'Ambrym, a été successivement de 19, 16, 12, 14 et une années. Il semble qu'on puisse considérer que l'actuelle reprise des manifestations stromboliennes (accompagnée de l'intensification des phénomènes fumerolliens) est le début, après huit ans de repos, d'une nouvelle phase d'activité qui culminera en une éruption violente.

Parmi les recherches actuelles, la connaissance exacte de la composition des gaz constitue un des éléments essentiels de la surveillance des volcans (5). Nous avons donc réuni les résultats obtenus à partir des échantillons prélevés aux endroits précisés ci-dessus.

A. *Volcan Ambrym.* — Les gaz ont été recueillis dans des ampoules, préalablement scellées sous vide, selon la méthode décrite antérieurement (5). Ces ampoules étaient de deux sortes. Les unes contenaient

de l'anhydride phosphorique (à raison de 8 à 10 g pour une capacité voisine de 250 ml), afin d'éviter les interactions favorisées par la vapeur d'eau au cours de la conservation. Les autres, qui étaient destinées à doser la vapeur d'eau, contenaient 12 à 15 g de carbure de calcium finement concassé. Des essais préliminaires ont, en effet, montré que dans ces conditions, la réaction s'effectue selon l'équation $CaC_2 + H_2O = CaO + C_2H_2$. Le volume d'acétylène libéré correspond à un égal volume de vapeur d'eau. Le pourcentage de celle-ci peut donc être déterminé par comparaison avec les gaz fixes (azote + gaz rares) dont la teneur est connue par l'examen des échantillons correspondants, conservés en présence d'anhydride phosphorique.

Ce matériel est plus robuste que les ampoules qui avaient été utilisées à la Grande Soufrière de la Guadeloupe et au mont Pelé (Martinique) et qui renfermaient des tubes tarés garnis de ponce phosphorique.

Les analyses de gaz ont été effectuées selon la technique de P. Lebeau et A. Damiens et les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau suivant :

TABLEAU I.

	Gaz conservés en présence d'anhydride phosphorique			Gaz conservés en présence de CaC_2			Gaz conservés en présence de CaC_2 (exprimés en gaz anhydres)		
	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.
SO_2	4,5	3,8	5,2	3,3	1,9	4,8	4,3	3,6	5,4
CO_2	35,9	32,0	46,2	29,4	16,5	41,8	38,0	31,3	46,9
CH_4	0,7	-	-	0,4	-	-	0,5	-	-
CO	0,6	-	-	0,4	-	-	0,5	-	-
O_2	12,2	8,6	10,2	9,2	4,7	8,9	11,9	8,9	10,0
N_2 + g. rares	46,1	55,6	38,4	34,6	29,6	33,4	44,8	56,2	37,7
H_2O	-	-	-	22,7	47,3	11,1	-	-	-

Résultats exprimés en pour-cent.

I. Fumerolle de la base du cône actif, sur fracture Est-Ouest (prélèvement du 9 avril 1959 à 15 h 10 locale).

II. Centre du cratère « lunaire », dit « Nunatak » (prélèvement du 9 avril 1959 à 11 h 30 locale).

III. Paroi intérieure du cratère Mbweselu (prélèvement du 10 avril 1959 à 9 h locale).

Les résultats rassemblés dans ce tableau sont, dans la plupart des cas, des valeurs moyennes calculées en tenant compte de plusieurs analyses. Ainsi, l'ensemble des gaz acides : $SO_2 + CO_2$, de la première colonne, représente 40,4, 40,6 et 40,3. De même, nous avons trouvé pour les compositions procentuelles de l'oxygène : 12,1, 12,4 et 12,2. Il est à noter que ces trois déterminations, aussi bien pour les gaz acides que pour l'oxygène, ont été faites sur trois fractions de volume sensiblement égal dont la somme représente le volume total des gaz contenus dans l'ampoule. On peut donc, de plus, en déduire que la composition du mélange gazeux est constante au fur et à mesure de l'extraction, donc quelle que soit la pression à l'intérieur de l'ampoule. Ceci permet, dans le cas présent, de rejeter l'hypo-

thèse d'adsorption de certains constituants sur l'anhydride phosphorique. Tout au moins jusqu'à la pression voisine de 10^{-2} mm Hg.

D'autre part, les compositions des gaz conservés en présence de carbure de calcium et exprimées en gaz anhydres présentent peu de variations par rapport à celles des échantillons recueillis sur anhydride phosphorique. Cela confirme des travaux antérieurs qui démontrent l'inertie chimique de l'oxyde de calcium anhydre à l'égard de l'anhydride sulfureux [6] et de l'anhydride carbonique, à la température ordinaire [7], [8].

TABLEAU II.

Échantillon n° :

I. Volcan Karua. Eau prélevée en surface, sur bouillonnement très actif (11 avril 1959 à 13 h).
II. Volcan Karua. Eau prélevée à 1 m de profondeur, dans la frange du panache (11 avril 1959 à 13 h).
III. Volcan Laïka au Sud-Ouest, entre Tongo et Épi. Eau prélevée en surface.
IV. Eau témoin, prélevée hors des régions volcaniques.

Échantillon n°...	I.	II.	III.	IV.	Observations.
Odeur	Sulfureuse	Inodore	Inodore	Inodore	
pH	6,2-6,3	6,1-6,2	6,5	6,1-6,2	
Résidu à 140°	37,18	37,00	36,75	37,37	en g/l
Chlore	19,74	19,44	19,31	19,03	»
Fluor	2,2	2,2	2,2	2,2	en mg/l
SO_4^{--}	2,777	2,864	2,857	2,836	en g/l
Magnésium	1,469	1,455	1,262	1,275	»
Dépôt	95,3	50,0	24,6	17,7	en mg/l
Couleur du dépôt	Gris-bleu	Chamois	Jaune	Jaune	
Gaz dissous :					
CO_2	3,71	7,06	(*)	2,96	en ml/l d'eau
O_2	1,12	2,68	-	1,63	»
N_2 + gaz rares	10,60	10,41	-	11,66	»
H_2S	0,11	-	-	-	»
Indéterminés	-	0,33	-	-	»
VOLUME TOTAL	15,54	20,18	-	16,28	

(*) Les gaz dissous n'ont pas été examinés; la fermeture du flacon étant défectueuse.

Les résultats des analyses montrent que ces mélanges gazeux renferment non seulement de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride carbonique, mais aussi, dans un cas, une faible proportion de méthane et d'oxyde de carbone. Les teneurs en anhydride sulfureux et en anhydride carbonique sont différentes selon le lieu de dégagement; cependant, si l'on calcule le rapport SO_2/CO_2 pour chacune des analyses effectuées, on obtient les valeurs suivantes : 0,125, 0,119, 0,113, 0,112, 0,115, 0,113, 0,115 et 0,115.

Ce rapport est donc sensiblement constant et il ne semble pas possible d'établir une relation simple analogue à partir des autres constituants.

On peut dès lors supposer que si l'anhydride sulfureux et l'anhydride carbonique sont directement émis par le magma, l'oxygène, l'azote et les gaz rares ne sont pas d'origine juvénile. D'autant plus que le dosage des gaz rares, selon la méthode de Moureu et Lepape, a permis de déterminer le rapport : $100 \times \text{gaz rares}/N_2$ que nous avons trouvé égal à 1,119, donc très voisin de 1,117 qui est sa valeur correspondant à l'air atmosphérique. Il en est peut-être de même de la vapeur d'eau dont les teneurs sont très variables, car le maximum pour ce composé correspond au prélèvement effectué à une des cotes inférieures du cratère, c'est-à-dire au point de rassemblement des eaux de pluie.

Enfin il est intéressant de signaler que, dans tous les échantillons examinés, nous avons constaté l'absence d'hydrogène sulfuré, d'acide chlorhydrique, d'acide fluorhydrique et d'hydrogène.

B. *Volcans sous-marins.* — L'activité de quelques-uns de ces volcans, à proximité des Nouvelles-Hébrides, a fait l'objet d'observations de la part de l'un de nous, soit en surface, soit en profondeur par plongées sous-marines ([9]). Les résultats de certains dosages dans des échantillons d'eaux de mer prélevés dans la zone des panaches de deux d'entre eux, sont rassemblés dans les tableaux II et III, ainsi que ceux qui ont été obtenus à partir d'eau de mer témoin, sur fond calme.

La comparaison entre l'eau témoin et les eaux en contact avec les émanations volcaniques ne fait pas ressortir de différences notables quant aux composés à l'état dissous. Cependant, on constate que les dépôts I et II sont de nature totalement différente :

TABLEAU III.

	S %.	SiO_2 %.	Fe %.	Cu %.	Al %.	Matières organiques %.
Dépôt I......	8,75	61,70	12,25	12,91	4,39	0
Dépôt II.....	6,43	0	29,81	traces	traces	63,7

Ces résultats permettent d'attribuer pour la frange du panache et pour le bouillonnement très actif des origines distinctes. Ceci est en accord avec la composition des gaz dissous qui révèle un dégagement plus riche en anhydride carbonique en bordure qu'au centre du cratère où, par contre, on note la présence d'hydrogène sulfuré. Toutefois le volume d'azote en solution correspond sensiblement à celui des eaux de mer de salinités égales à celles des échantillons prélevés ([10]), ([11]).

D'autre part, les analyses du dépôt provenant de l'échantillon III répondent sensiblement à la formule du sulfure de fer Fe_3S_4 contenant environ 4 % d'aluminium.

En conclusion : 1° La configuration tectonique de l'archipel des Nouvelles-Hébrides permet de l'exclure de la ceinture de feu proprement dite du

Pacifique pour l'inclure dans la région des guirlandes de l'Indonésie et des Iles Salomon.

2° La composition des gaz du volcan d'Ambrym permet de constater, aux divers évents, un rapport SO_2/CO_2 sensiblement constant et celà, quelles que soient les circonstances de prélèvement. Il serait souhaitable que des échantillonnages périodiques puissent être effectués de façon à étudier l'évolution éventuelle de ce paramètre.

3° Les matières en suspension dans l'eau de mer surmontant les volcans sous-marins se montrent différentes selon qu'elles sont prélevées dans la large frange du panache (principalement organiques) ou aux endroits d'émissions gazeuses intenses (essentiellement minérales).

4° L'ensemble des résultats rassemblés dans cette Note constitue le point de départ d'une étude géochimique — et géophysique — du volcanisme particulier de cet archipel qu'on peut considérer comme étant de première importance à cause de sa volcanicité et de sa séismicité.

(1) A. LACROIX, *Comptes rendus*, 159, 1914, p. 489.

(2) D. MAWSON, *Proc. Linn. Soc. N. S. Wales*, 1905.

(3) E. AUBERT DE LA RÜE, *Bulletin Volcanologique*, série II, 2, 1937, p. 79-142.

(4) G. A. TAYLOR, *Bulletin Volcanologique*, série II, 18, 1956, p. 33-37.

(5) R. FABRE et M. CHAIGNEAU, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 15.

(6) V. H. VELEY, *J. Chem. Soc.*, 63, 1893, p. 828.

(7) M. BUCQUET, *Mém. Acad.*, 9, 1780, p. 563; *cf.* P. PASCAL, *Traité de Chimie minérale*, 2e éd., I, p. 510.

(8) Dr ROHLAND, *Chem. Ztg.*, 30, 1906, p. 808.

(9) Les échantillons de roches éruptives prélevées par H. Tazieff, à environ 10 m de profondeur, sur le bord supérieur du cratère de Karua, sont en cours d'étude au Centre National de Volcanologie de Bruxelles, sous la direction de M. le Professeur I. de Magnée.

(10) N. W. RAKESTRAW et V. M. EMMEL, *J. Phys. Chem.*, 42, 1938, p. 1211-1215, *Ind. and Eng. Chem.* (*Anal. Ed.*), 9, 1937, p. 344-346.

(11) B. H. HARVEY, *The Chemistry and fertility of sea waters*, Cambridge, 1955.

(*Laboratoire des gaz du C. N. R. S., Paris et Centre de Volcanologie de Belgique, Bruxelles.*)

GÉOCHIMIE. — *L'énigme du bilan du sodium. La théorie persédimentaire et le bilan du chlore.* Note de M. **René Perrin.**

Résumons l'énigme du bilan du sodium. Les géochimistes admettent couramment que tout le sodium des océans, qui est essentiellement sous forme de Na Cl, provient de l'altération, au cours des âges, des roches plutoniques et des laves. Les analyses des sédiments actuellement visibles sur les continents mettent, d'autre part, en évidence une teneur moyenne en Na nettement plus faible que celle des roches cristallines. La différence entre ces teneurs moyennes permet d'estimer la quantité de sodium qui est libérée par l'altération de 1 km^3 de roches cristallines. On calcule ainsi que tout le sodium des mers proviendrait de l'altération d'un volume de roches relativement faible, certainement très inférieur à celui qui a été érodé au cours des périodes géologiques : le bilan du sodium ne boucle pas, à moins d'admettre avec Kuenen l'existence de très grandes masses de sédiments océaniques relativement riches en ce corps, ce qui ne correspond pas à l'opinion de certains sédimentologues.

La théorie persédimentaire, mise en avant par W. Nieuwenkamp, pense expliquer l'énigme en admettant que le sodium a été recyclé, lors du métamorphisme, de la migmatisation et de la granitisation. Ces phénomènes auraient intéressé des sédiments riches en Na Cl, dissous dans l'eau qui les imprégnait, et c'est ce corps qui aurait fourni le Na nécessaire pour la feldspathisation, sans qu'il soit besoin de faire appel à du Na juvénile venant de la profondeur. L'altération ultérieure des nouvelles roches cristallines ainsi formées, livre à son tour du Na à la mer; de nouveaux sédiments riches en Na Cl se déposent, puis sont repris ultérieurement dans un autre cycle métamorphique, leur Na est fixé sous forme de feldspaths, etc. L'hypothèse est séduisante, elle semble résoudre le problème de volume de roches intéressées, car ce volume peut ainsi avoir été très grand.

Mais, si l'on ne se borne pas à raisonner Na, mais qu'on raisonne aussi Cl, on découvre que l'énigme est à la réalité beaucoup plus grande que ne le pensaient les différents auteurs, Clark, Kuenen, en particulier. Il m'apparaît, en effet, que le Na Cl de l'eau de mer a toujours été, au moins en grande partie, sous forme de Na Cl et ne peut ainsi provenir de l'altération des roches.

J'ai émis une théorie expliquant la répartition des corps entre le noyau, l'écorce et l'atmosphère à l'aide d'un gigantesque équilibre : métal-laitier-gaz. Cette hypothèse a au moins le mérite d'expliquer tous les faits connus et de ne se heurter à aucune contre-indication. Si on la suit, il est clair que le Cl était à haute température pratiquement tout entier dans l'atmosphère sous forme de K Cl et Na Cl, très subsidiairement $Mg Cl_2$. Lors du

refroidissement, ces sels se sont dissous dans l'eau, elle-même condensée (1).

Quelle que soit, d'ailleurs, la théorie sur la formation de la terre, il a bien fallu qu'à l'origine le Cl soit fixé dans des composés définis et les plus probables thermodynamiquement sont sans conteste Na Cl et K Cl. Il ne peut donc être question d'attribuer tout le Na Cl de la mer à l'altération des roches ignées. Il devait être présent, en majeure partie tout au moins, dès l'origine : il en est de même du Na Cl occlus dans les sédiments marins. Le fait de penser qu'initialement une partie importante du Cl était sous forme de K Cl ne fait que déplacer partiellement le problème vers le K.

Cette accentuation de l'énigme n'est pas pour gêner W. Nieuwenkamp dans sa théorie persédimentaire. Il écrit « l'hypothèse d'un sodium de migmatisation, congénère et non juvénile, nous ôte toute anxiété au sujet de l'excès des formations sédimentaires observées. En outre, nous pouvons autant que nous le désirons, envisager l'existence de grandes masses de paragneiss et de paragranite. Celles-ci ont tiré du stock océanique une quantité de Na égale à celle qui fut fournie lors de l'altération des roches originelles, ce qui laisse intact le bilan du sodium. Nous voyons ainsi qu'il n'y a pas eu, au cours du temps, d'accroissement de la teneur en sel marin : ce qui est apporté par les rivières est entraîné par les sédiments au cours de leur dépôt. La concentration du sel océanique est réglée de façon telle qu'une valeur aléatoirement trop élevée est ramenée à la valeur normale par une adsorption accrue des particules argileuses et *vice versa*. La masse totale des sédiments actuels n'est pas corrélative de celle du sel marin ». Il faut rendre hommage à l'ingéniosité et à la grandeur de ces idées.

Mais, tout d'abord, elles se heurtent, à mon sens, à l'observation géologique, qui met souvent en évidence dans les phénomènes de migmatisation et granitisation des apports « juvéniles » de Na indiscutables; ces apports ont été envisagés depuis fort longtemps par les grands auteurs, sous des mécanismes divers : les colonnes filtrantes de P. Termier, l'ichor de Sederholm, etc.; l'hypothèse persédimentaire ne peut donc fournir qu'une explication partielle. Les épanchements de laves apportent d'ailleurs également du Na en surface.

Mais l'hypothèse persédimentaire se heurte, en outre, au bilan du chlore; la fixation du Na contenu dans Na Cl sous forme de composés silicatés, feldspaths en particulier, suppose l'expulsion parallèle de Cl ou H Cl. C'est là, sans doute comme me l'a fait remarquer le Professeur Rodgers, l'origine du H Cl exhalé par certains volcans.

Si l'on admet avec ladite théorie que le Na Cl est à l'origine d'une part non négligeable du Na de la très grande épaisseur de terrains formés à partir d'anciens sédiments : séries métamorphiques, migmatites, granites, on est conduit à envisager de la sorte une libération totale de Cl extraordinairement élevée.

Que serait devenu ce chlore ? Quelle que soit la forme sous laquelle il se serait fixé à nouveau, K Cl, Na Cl, Mg Cl_2, on aboutit à des quantités absolument hors de proportion avec le Cl des océans et celui qui peut exister dans les sédiments marins.

Il est donc impensable que Na Cl soit la source d'une part relativement importante du Na des roches cristallines visibles ou extrapolables, comme le voudrait la théorie persédimentaire.

L'énigme du bilan du Na demeure sous la forme accentuée que j'ai mise ci-dessus en évidence.

Sa solution résulte peut-être de la superposition d'une série de raisons que j'indique sommairement.

1. Il est possible, et c'est là peut-être, à mon sens, la raison principale, et la plus probable, que la composition de la partie superficielle de l'écorce primitive ait été moins riche en Na que les roches plutoniques ou les laves que nous observons maintenant : nous ne pouvons trouver nulle part un terrain témoin de cette écorce initiale. La teneur moyenne actuelle serait issue en grande partie d'un apport juvénile.

2. Les sédiments visibles ou qui ont été métamorphisés, ne sont pas résultés de la seule altération des roches plutoniques et laves, mais également de celle d'autres sédiments plus anciens non ou peu métamorphiques déjà eux-mêmes pauvres en Na, toutes roches relativement superficielles, et donc altérées par priorité. Il ne faut pas additionner les pertes.

3. Selon une remarque que m'a faite P. Laffitte, les analyses faites sur les sédiments et qui indiquent de faibles teneurs en Na, portent essentiellement sur des prélèvements superficiels altérés. Elles peuvent ne pas correspondre exactement à celle des sédiments intacts, car la mobilité du Na, facilement entraîné par les circulations d'eau, est grande.

4. L'observation géologique montre qu'il n'y a pas uniquement des apports de Na juvéniles, mais bien également des départs du Na, sans doute vers la profondeur, par échange avec le K spécialement. C'est le cas, dans des faits de granitisation, de laves basiques en particulier, phénomène assez fréquemment observable. On connaît également la fréquence des séquences : diorite, granodiorite-granite; elle suppose un départ de Na, dans l'ensemble, car en moyenne, le nombre des molécules de Na contenues dans 1 m^3 de roches est plus faible dans le granite.

5. On pourrait admettre avec Kuenen que des quantités importantes de ce corps sont enfouies dans de grandes masses de sédiments océaniques restés intacts dans les grandes profondeurs; mais il ne faut alors tenir compte, toujours en vertu du bilan du chlore, que de celui qui est sous des formes autres que Na Cl, les prélèvements qui ont pu être opérés en prouvent effectivement l'existence : ce dernier peut, lui, être valablement considéré comme recyclé, en cas de métamorphisme ou granitisation ultérieure.

Le problème est d'importance, car il peut conduire indirectement à des données nouvelles sur la composition de l'écorce primitive, mais il n'est point aisé à résoudre.

(1) Des expériences seules, à mon avis, pourraient donner une indication sur la répartition entre NaCl et KCl; encore ne seraient-elles pas démonstratives, car cette répartition dépend des teneurs respectives en Na et K dans la scorie initiale, teneurs qu'on ignore.

ENDOCRINOLOGIE. — *Étude histologique de greffes hypophysaires manifestant une activité gonadotrope.* Note de M. **Marc Herlant**, Mme **Andrée Colonge** et M. **Robert Courrier**.

Chez le Rat mâle, des greffes hypophysaires qui manifestent une activité gonadotrope presque normale pendant de longs mois, montrent histologiquement la persistance de quelques cellules gonadotropes pauvres en granulations et l'hyperplasie massive des cellules de lactation, surtout évidente lorsque la greffe est pratiquée sous la capsule rénale.

Les auteurs qui ont effectué la greffe d'hypophyse antérieure en différents endroits de l'organisme ont abouti à des opinions très divergentes quant à l'activité de semblables greffes éloignées de l'hypothalamus.

Suivant Everett (1), (2), l'hypophyse greffée chez la Ratte perd ses activités gonadotropes, corticotrope et thyréotrope, mais elle conserve son activité lutéotrophe; celle-ci est même beaucoup plus forte que normalement, comme si l'hypothalamus exerçait une influence inhibitrice sur cette fonction de la glande [Alloiteau (3)]. Les résultats obtenus par Everett ont été confirmés histologiquement par Sanders et Rennels (4) qui ont constaté, dans de tels greffons, la persistance de cellules de lactation hypertrophiées, cellules qui élaborent la prolactine lutéotrophe.

A l'instigation de l'un d'entre nous, l'étude de greffes hypophysaires de longue durée a été reprise chez le Rat mâle. Ces expériences poursuivies depuis plusieurs années ont démontré, dans un nombre de cas appréciable, que l'activité gonadotrope de ces greffons est voisine de la normale, même à longue échéance. Chez ces animaux, le cortex surrénalien est involué, la thyroïde ne manifeste qu'une légère stimulation, mais la spermatogénèse apparaît normale et les vésicules séminales sont bien développées [(5) à (9)].

L'étude histologique de ces greffons méritait évidemment une analyse approfondie. Son exposé fait l'objet de la présente Note.

Rappelons brièvement les conditions expérimentales qui ont présidé à l'accomplissement de ces greffes. Il s'agit de syngénésio-greffes, c'est-à-dire que les hypophyses, prélevées sur des mâles adultes, sont transplantées chez des frères de la même portée qui ont subi l'hypophysectomie. Dans une première série d'expériences, le greffon est placé sous le pont tissulaire réunissant les deux lobes thyroïdiens; dans un deuxième groupe d'expériences, il est inséré sous la capsule rénale. La survie a varié entre 6 mois et demi et 25 mois. Au cours de l'autopsie, on a prélevé en bloc la trachée avec la thyroïde, ou le rein porteur de la greffe. Ces organes ont été fixés dans le Bouin-Hollande sublimé. La selle turcique a fait systématiquement l'objet de coupes sériées. L'ensemble des méthodes de coloration applicables à l'étude de l'hypophyse a été mis en œuvre : Cleveland-Wolfe, PAS-orange G, aldéhyde-fuchsine, bleu Alcian, bleu de toluidine, etc.

L'étude a non seulement porté sur les 12 greffons qui avaient manifesté une activité gonadotrope, mais également sur ceux qui étaient inactifs.

Le problème qui se posait pour nous était de vérifier si la structure des greffons confirmait histologiquement l'activité gonadotrope manifestée par certains d'entre eux.

A l'heure actuelle, il est aisé d'identifier, dans une glande pituitaire normale, les éléments qui sécrètent les gonadotrophines; et même chez le Rat, on peut différencier l'une de l'autre les deux catégories cellulaires qui élaborent chacune des hormones gonadotropes. Nous nous sommes donc efforcés d'appliquer à l'étude des greffons les méthodes qui permettent de mettre ces éléments en évidence.

Nos efforts n'ont été que partiellement couronnés de succès. Il convient cependant de faire une distinction entre les greffons juxta-thyroïdiens et ceux qui ont été placés sous la capsule rénale.

1. A première vue, les greffons *juxta-thyroïdiens* semblent uniquement constitués de cellules indifférenciées. A grand-peine, nous avons réussi à identifier quelques rares cellules basophiles fortement dégranulées. Les greffons actifs se distinguent cependant des greffons non fonctionnels. Ils sont plus richement irrigués; les phénomènes de sclérose y apparaissent plus discrets; leur structure trabéculaire demeure mieux conservée. Ils se caractérisent en outre par la taille plus grande de leurs cellules. Nombre d'entre elles possèdent un ergastoplasme bien développé. Au bleu de toluidine, leur cytoplasme apparaît couvert de nuages basophiles qui disparaissent sous l'influence de la ribonucléase. Apparemment, ces cellules riches en ribonucléines ne correspondent cependant pas à des éléments gonadotropes, car dans un des greffons, nous avons constaté que la présence de ces inclusions coïncidait avec celle d'un fin semis de granulations acidophiles comparable à celui qu'on observe dans les cellules de lactation en activité sécrétrice.

L'aspect du noyau offre également des différences frappantes. Dans les greffons inactifs, la chromatine des noyaux a tendance à se condenser en gros blocs comparables à ceux qu'on observe dans les stades initiaux de la pycnose. Ces images sont rares dans les greffons fonctionnels, leurs cellules possèdent le plus souvent un noyau turgescent dont la chromatine apparaît finement pulvérulente et leur nucléole est fréquemment visible. De plus, nous avons relevé dans ces greffons la présence de quelques mitoses.

2. Les trois greffons *juxta-rénaux*, soumis à l'analyse histologique, ont été prélevés 18 ou 19 mois après leur insertion. Les animaux, qui en étaient porteurs, possédaient tous trois des testicules de volume normal en pleine activité spermatogénétique, et leurs vésicules séminales étaient très développées. Leurs surrénales étaient, par contre, tout aussi involuées que chez les rats du premier groupe d'expérience, et leur thyroïde ne manifestait que des signes discrets de stimulation. Ajoutons que leur selle turcique ne contenait pas de reliquat hypophysaire.

Ces greffons offrent l'image d'un tissu glandulaire nettement plus actif que les précédents. Ils forment une masse tissulaire importante dont le volume semble excéder celui d'une glande pituitaire normale; leur congestion est intense et ils apparaissent formés de boyaux cellulaires épais. Cependant, comme les greffons juxta-thyroïdiens, ils ne contiennent apparemment aucune cellule acidophile classique; les cellules basophiles y sont très peu abondantes, elles apparaissent pauvres en matériel granuleux; mais, fait remarquable, certaines d'entre elles sont vacuolisées et se présentent comme des cellules de castration. Ces greffons manifestent une particularité frappante : ils se caractérisent par la prédominance massive de cellules de lactation hypertrophiées, montrant tous les signes d'une activité sécrétoire intense. Une technique mise au point par l'un de nous ([10]) permet aisément d'identifier ces éléments, si bien que leur nature ne laisse place à aucun doute. Ces cellules présentent fréquemment le même aspect que celui qu'elles offrent dans l'hypophyse d'une femelle gravide ou en lactation; elles sont, le plus souvent, partiellement dégranulées et riches en ribonucléines. L'hyperplasie des cellules de lactation dans les greffons hypophysaires juxta-rénaux, déjà signalée par Sanders et Rennels, n'est donc pas propre à la femelle, elle se manifeste également chez le mâle. Il est même vraisemblable que les cellules, contenant des ribonucléines que nous avons observées dans les greffons juxta-thyroïdiens, correspondent en réalité à des cellules de lactation complètement dégranulées. La persistance de quelques granulations érythrosinophiles dans une de ces greffes appuie cette hypothèse.

Tentons à présent de saisir la signification fonctionnelle de ces images histologiques. A première vue, il semble surprenant que, dans des greffons qui exercent sur le testicule une stimulation apparemment normale, les cellules gonadotropes soient si rares et qu'il soit si difficile de les mettre en évidence. Celles qu'on parvient à identifier ne contiennent en effet qu'un semis très discret de granulations. Mais la présence de granulations ne constitue pas nécessairement un critère d'activité sécrétoire, bien au contraire, des cellules hypophysaires qui fonctionnent intensément peuvent apparaître complètement dégranulées. Il existe cependant des critères plus précis d'une hyperactivité des cellules gonadotropes, ils nous sont livrés par l'étude des greffons juxta-rénaux. Ces derniers contiennent des éléments gonadotropes vacuolaires qui se présentent comme des cellules de castration. Or, de tels éléments sont indubitablement des cellules actives. Une constatation effectuée chez un animal porteur d'une greffe juxta-thyroïdienne l'illustre fort bien. Chez ce rat, la greffe elle-même pouvait être considérée comme un échec, le greffon était en voie d'involution fibreuse; mais il persistait au niveau de la selle turcique un fragment hypophysaire important, auquel on pouvait attribuer, à juste titre, le maintien de l'activité testiculaire qui était normale.

Or, ce fragment hypophysaire, bien que complètement séparé de

l'hypothalamus par une cicatrice fibreuse, était bourré de cellules de castration.

La prédominance massive de cellules de lactation dans les greffons juxta-rénaux est plus difficile à interpréter. Chez la femelle, comme l'a montré Everett, l'hypersécrétion de lutéotrophine que traduit cette image est aisément contrôlable grâce à des tests appropriés; mais chez le mâle, sa signification paraît, à première vue, obscure. Cependant suivant Ségaloff, Steelman et Flores (11), la prolactine renforce l'action de la gonadotrophine LH. Il est, dès lors, possible que le maintien de l'activité testiculaire, observé chez les animaux greffés, ne soit pas uniquement attribuable à la persistance de cellules gonadotropes et qu'elle résulte de l'effet synergique exercé par la prolactine sécrétée en excès au niveau du greffon. Il s'agit là d'une hypothèse.

(1) J. W. Everett, *Endocrinol.*, 54, 1954, p. 685.
(2) J. W. Everett, *Endocrinol.*, 58, 1956, p. 786.
(3) J. J. Alloiteau, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1047.
(4) A. E. Sanders et E. G. Rennels, *Z. Zellforch.*, 49, 1959, p. 263. Pour ces auteurs, chez le mâle hypophysectomisé et porteur d'une greffe hypophysaire dans le rein, le testicule et les annexes ont le même poids que chez le mâle hypophysectomisé sans greffe.
(5) R. Courrier, *Archives de Biologie*, 67, 1956, p. 461.
(6) R. Courrier, *Acta Physiol. Pharmacol. neerland.*, 6, 1957, p. 641.
(7) R. Courrier, *Rev. Suisse de Zool.*, 64, 1957, p. 589.
(8) R. Courrier et A. Colonge, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 388.
(9) R. Courrier et A. Colonge, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2449.
(10) M. Herlant et J. M. Pasteels, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2625.
(11) A. Segaloff, S. Steelman et A. Flores, *Endocrinol.*, 59, 1956, p. 233.

(*Morphologie expérimentale et Endocrinologie, Collège de France; Histologie, Faculté de Médecine, Bruxelles.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nouvelles observations sur la structure des parois mégasporales de* Selaginella myosurus (*Sow.*) *Alston.* Note (*) de M. **Pierre Martens.**

Nouvelles précisions sur la structure microscopique orientée, trouvée dans l'exospore mégasporale d'une Sélaginelle et décrite dans une Note précédente.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons fait connaître la structure très particulière, décelée au sein de l'exospore mégasporale d'une Sélaginelle, *S. myosurus* (Sow.) Alston. Les microphotographies accompagnant cette Note montraient, dans cette couche de la paroi cellulaire, une *structure orientée*, constituée par des séries de stries rectilignes et parallèles, les séries étant disposées *obliquement* par rapport au rayon sporal, et les stries elles-mêmes étant formées d'une suite linéaire de « points » ou « granules » très proches. De nouvelles observations permettent d'ajouter, à nos premières données, les précisions suivantes. On se reportera, pour les suivre, aux documents photographiques de la première Note.

1° Dans une section microtomique, colorée à la safranine et convenablement différenciée, la structure orientée n'est bien visible que dans les couches moyennes subérisées de l'exospore ayant retenu la safranine; c'est le cas de nos figures 1 et 2. On pouvait donc penser qu'elle était liée à la *subérisation.* Cette supposition doit cependant être écartée. En effet, sur des coupes identiquement colorées mais *non différenciées* et où, en conséquence, la safranine teinte l'exospore dans toute son épaisseur (*fig.* 3 ou 5), c'est bien au-delà de ces couches moyennes que la structure orientée se retrouve, tant du côté externe que du côté interne. Elle est donc mise en bonne évidence par ce colorant, mais ne correspond pas à une localisation de *subérine* dans une couche exosporale déterminée.

2° L'exécution de coupes colorées de même mais *acétolysées*, impliquant la dissolution plus ou moins complète de tout élément cellulosique, laisse aussi cette structure orientée pratiquement inchangée; celle-ci se révèle même sur de menus fragments ou sur des lambeaux assez minces pour n'avoir retenu aucune coloration.

3° Observée en lumière polarisée, l'*exospore* ne décèle *aucune anisotropie*, et il en est de même de la *mésospore* et de la *périspore.* L'*endospore*, par contre, se révèle hautement anisotrope.

4° Si la coque exosporale est rompue, normalement à sa surface, et observée dans son épaisseur au niveau de la cassure, à faible grossissement, à l'aide d'un objectif « Ultropak » (voire au simple binoculaire stéréoscopique), les polyèdres décrits plus haut s'y dessinent, délimités radialement par de belles irisations multicolores; celles-ci sont évidemment dues aux obliquités diverses des multiples plaquettes granulaires parallèles, qui diffractent les rayons lumineux.

5° Dans des sections minces, normales à la paroi sporale, comme celle de la figure 1 ou 2 de notre Note précédente, la grosseur des « perles » et l'espacement des stries parallèles qu'elles réalisent sont plus accentués à la limite externe de la couche subérisée de l'exospore (zone *c*). Ils diminuent insensiblement en se rapprochant de la cavité sporale (zone *d*). Il y a donc *un gradient*, allant d'une structure plus « grossière » et mieux visible, à une structure de plus en plus fine et à la limite de la discernabilité optique. A la limite interne de la zone *d* et donc à proximité de la *mésospore*, toute orientation disparaît et fait place à une granulation homogène et plus grossière (*fig.* 1, zones *e-f*). Cette transition nous porte à croire que les éléments de cette structure membranaire seraient *originellement privés d'orientation* et que l'apparition de celle-ci coïncide avec l'accroissement centrifuge et l'extension de la paroi sporale, en même temps qu'avec l'accroissement et l'écart de ses éléments discontinus.

6° Enfin, dans la couche exosporale *extérieure* à la couche subérisée (*fig.* 1 de la Note précédente, zone *b*), la structure est aussi plus fine, peu visible après différenciation, et les orientations granulaires, quoique incontestables, y sont beaucoup moins régulières.

7° Tant par son architecture générale que par la structure fine des diverses couches de sa paroi, la membrane cellulaire de la *microspore* de *S. myosurus* diffère profondément de celle de la *mégaspore*.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1599.

(*Département cytologique et botanique, Institut Carnoy, Louvain, Belgique.*)

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une propriété remarquable du système de Bourbaki.* Note (*) de M. **Marcel Guillaume**, transmise par M. Maurice Fréchet.

Les résultats qui suivent concernent le système de Bourbaki, tel qu'il est exposé dans le chapitre I de son livre de *Théorie des ensembles* ([1]). La terminologie et les notations sont celles de cet Ouvrage; cependant, le mot de « théorie » désignera toujours une *théorie égalitaire dénuée de signes substantifiques*, et donc, en particulier, de constantes. Cette restriction n'amène aucune véritable perte de généralité.

Un *(pré)modèle* $M = (D, t, (R_n^\lambda))$ d'une théorie $\mathcal{T}$ se composera : 1° d'un *domaine d'objets* D non vide; 2° d'une application t de $\mathbf{P}(D)$ dans D, telle que tA est membre de A lorsque A comporte au moins un objet; 3° pour tout entier n, et chaque signe relationnel r_λ^n de $\mathcal{T}$, de poids n et distinct du signe $=$, d'une partie R_n^λ de D^n.

La notion d'*assignation* à laquelle on se réfère dans la suite est la notion classique, due à Tarski ([2]), le procédé de calcul de la valeur assignée à un *terme* par une assignation donnée étant celui de la notion de *modèle de première espèce* de Günter Asser ([3]).

Théorème 1. — *A tout terme où ne figure aucune lettre, toute assignation relative à un modèle donné assigne pour valeur un objet ne dépendant que de ce terme et de ce modèle.*

Un tel terme sera donc appelé un *nom* (de cet objet).

La valeur assignée par une assignation à une relation $r_\lambda^n T_1 \ldots T_n$ sera v ou f selon que le n-uple $(a_1, \ldots, a_n)$ des objets assignés pour valeurs respectivement aux termes $T_1, \ldots, T_n$ par cette assignation est ou n'est pas dans la classe R_n^λ correspondant au signe relationnel r_λ^n; sous ce rapport, la classe diagonale Δ des couples d'objets (a, a) dont les deux membres sont égaux sera regardée comme correspondant au signe $=$.

Le calcul de la valeur assignée à une relation comportant des signes $\neg$ et V par une assignation donnée se faisant à partir de là de la façon classique, on dira qu'une relation est *valide dans un prémodèle*, ou que celui-ci en est un *modèle*, si toute assignation relative à ce modèle assigne à cette relation la valeur V. On dira d'un modèle de tous les axiomes d'une théorie qu'il est un *modèle* de cette théorie; il est bien connu qu'il est alors un modèle de tous les théorèmes de cette théorie. Si l'on considère que les

axiomes *non spécifiques* d'une théorie sont ceux que fournissent les schémas S 1 à S 7, on a le

THÉORÈME 2. — *Tout (pré)modèle d'une théorie* $\mathcal{C}$ *dénuée d'axiomes spécifiques est un modèle de* $\mathcal{C}$.

Une relation d'une telle théorie sera dite *universellement valide* si elle est valide dans tout modèle de cette théorie. En développant dans les détails l'idée d'une esquisse de Wang (4), on aboutit au

THÉORÈME 3. — *Pour qu'une relation d'une théorie dénuée d'axiomes spécifiques soit universellement valide, il suffit et il faut qu'elle en soit un théorème.*

Or, il est facile de construire un modèle d'une théorie de ce genre, dans lequel la relation $= xy$ n'est pas valide. On a donc directement le

THÉORÈME 4. — *Toute théorie dénuée d'axiomes spécifiques est non-contradictoire et complète relativement à la notion de modèle précédente.*

Ce résultat est intimement relié aux suivants, dont l'importance est plus grande encore. A partir de tout modèle M, il est possible de définir un autre modèle $\tilde{M}$, en prenant, d'abord, pour domaine d'objets $\tilde{D}$ de $\tilde{M}$ la classe des objets du domaine D de M ayant un nom dans une théorie dont M est un modèle; en prenant, ensuite, pour classes $\tilde{R}_n^\lambda$ de $\tilde{M}$ les classes $R_n^\lambda \cap \tilde{D}^n$ correspondantes; et en définissant, enfin, $\tilde{t}\,(A \cap \tilde{D})$ comme devant être tA pour toute classe A utile contenue dans D. Il va de soi qu'un lemme garantit la non-ambiguïté de cette dernière définition.

Quel que soit le modèle M dont on part ainsi, on a de la sorte les

THÉORÈME 5. — *Pour qu'une relation soit valide dans* $\tilde{M}$, *il faut et il suffit qu'elle le soit dans* M; et

THÉORÈME 6. — *Tout « nom » désigne le même objet relativement à* $\tilde{M}$ *que relativement à* M.

Ainsi, le modèle *distingué* $\tilde{M}$ a quelque chose de *minimal*, puisqu'on a $\tilde{\tilde{M}} = \tilde{M}$, et *tout se passe comme si toute théorie du système de Bourbaki ne parlait que des objets pour lesquels elle dispose de noms.* Ce corollaire des résultats précédents ne doit pas être considéré comme inattendu, puisqu'il rejoint, sous une forme sémantique et plus précise, un énoncé analogue atteint par une voie toute syntactique par I. L. Novak (5) pour des théories comportant des quantificateurs primitifs; l'un et l'autre entraînent aussitôt le théorème de Löwenheim-Skolem pour les théories auxquelles ils se rapportent.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) N. BOURBAKI, *Éléments de Mathématique*, Livre 1, *Théorie des Ensembles*, chap. I et II, *Actualités scientifiques et industrielles*, n° 1212, Hermann, Paris, 1954.

(2) A. TARSKI, *Studia philosophica*, 1, 1936, p. 261-405.

(3) G. ASSER, *Z. Math. Logik u. Grundlagen Math.*, 3, 1957, p. 30-68. Les procédés de calcul relatifs aux notions de modèle de seconde et de troisième espèce ne conviendraient d'ailleurs pas pour les raisonnements tenus ici, en raison de l'emploi du schéma S 7.

(4) H. WANG, *On denumerable bases of formal systems.* In *Mathematical interpretations of Formal Systems, Studies in Logic*, North-Holland, Amsterdam, 1955.

(5) I. L. NOVAK, *Fund. Math.*, 37, 1950, p. 87-110.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le dual d'un groupe de Lie.* Note (*) de MM. **Pierre Bernat** et **Jacques Dixmier**, présentée par M. Gaston Julia.

Soit G un groupe de Lie connexe. On étudie les rapports entre la convergence des représentations unitaires irréductibles de G et celle des caractères infinitésimaux de ces représentations.

Soient G un groupe localement compact, $\hat{G}$ le dual de G, c'est-à-dire l'ensemble des classes de représentations unitaires continues irréductibles de G. L'ensemble $\hat{G}$ est muni d'une topologie naturelle définie, par exemple ([1]), par la convergence compacte des fonctions de type positif sur G, mais aussi par d'autres procédés ([2]), ([3]). Supposons désormais que G soit un groupe de Lie connexe. Soient $\mathfrak{g}$ son algèbre de Lie, $\mathfrak{U}$ l'algèbre enveloppante de $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{Z}$ le centre de $\mathfrak{U}$. Pour toute $\pi \in \hat{G}$ et tout $a \in \mathfrak{Z}$, l'opérateur $\pi(a)$ est un opérateur scalaire $\chi_a(\pi).1$, et l'application $a \to \chi_a(\pi)$ $(a \in \mathfrak{Z})$ est le « caractère infinitésimal » de π.

Théorème 1. — *Soit $a \in \mathfrak{Z}$. La fonction complexe $\pi \to \chi_a(\pi)$ est continue sur $\hat{G}$.*

Soient $\pi_0, \pi_1, \pi_2, \ldots \in \hat{G}$ avec $\pi_i \to \pi_0$. Soient V un voisinage ouvert relativement compact de l'élément neutre e de G, $\xi_0 \neq 0$ un vecteur indéfiniment différentiable de l'espace de π_0. Pour $s \in G$, posons $\varphi_0(s) = (\pi_0(s)\xi_0 \mid \xi_0)$. D'après ([2]) (th. 1.5), il existe, pour tout n, un ξ_n dans l'espace H_n de π_n tel que, posant $\varphi_n(s) = (\pi_n(s)\xi_n \mid \xi_n)$, φ_n tende vers φ_0 uniformément sur V. Comme les vecteurs indéfiniment différentiables pour π_n sont partout denses dans H_n, on peut imposer à ξ_n d'être indéfiniment différentiable pour π_n. Alors, φ_0 et φ_n sont indéfiniment différentiables. Soit D l'opérateur différentiel invariant à gauche et à droite sur G défini par a' ([4]). La fonction vectorielle $s \to \pi_n(s)\xi_n$ sur G est telle que

$$D(\pi_n(s)\xi_n) = \pi_n(s)\pi_n(a)\xi_n \ ([5]) = \chi_a(\pi_n)\pi_n(s)\xi_n, \quad \text{d'où} \quad D\varphi_n = \chi_a(\pi_n)\varphi_n.$$

De même, $D\varphi_0 = \chi_a(\pi_0)\varphi_0$. Or $D\varphi_n$ tend vers $D\varphi_0$ au sens des distributions sur V. On a $\varphi_0(e) = (\xi_0 \mid \xi_0) \neq 0$. Donc il existe une fonction indéfiniment différentiable f à support compact sur V telle que $\int \varphi_0(s) f(s)\, ds \neq 0$. Alors $\int \chi_a(\pi_n)\varphi_n(s) f(s)\, ds \to \int \chi_a(\pi_0)\varphi_0(s) f(s)\, ds$, et $\int \varphi_n(s) f(s)\, ds \to \int \varphi_0(s) f(s)\, ds \neq 0$, d'où $\chi_a(\pi_n) \to \chi_a(\pi_0)$. Ceci prouve le théorème puisque, G étant séparable, la topologie de $\hat{G}$ admet une base dénombrable [([3]), cor. du th. 3.2].

Un $a \in \mathfrak{Z}$ est dit classifiant si tout caractère hermitien de $\mathfrak{Z}$ non nul en a est le caractère infinitésimal d'une $\pi \in \hat{G}$ est d'une seule ([6]). Les

éléments classifiants forment évidemment un idéal I de $\mathfrak{Z}$. Soit Λ l'ensemble des caractères hermitiens de $\mathfrak{Z}$ non identiquement nuls sur I. Tout $\chi \in \Lambda$ est le caractère d'une $\pi_\chi \in \hat{G}$ et d'une seule. Soit $U \subset \hat{G}$ l'ensemble des π_χ quand χ parcourt Λ.

THÉORÈME 2. — U *est une partie ouverte localement compacte de* $\hat{G}$.

Pour tout $a \in I$, soit U_a l'ensemble ouvert (th. 1) des $\pi \in \hat{G}$ tels que $\chi_a(\pi) \neq 0$. Alors U est la réunion des U_a pour $a \in I$, donc est ouvert. D'autre part, les fonctions $\pi \to \chi_a(\pi)$, pour $a \in \mathfrak{Z}$, séparent les points de U. A nouveau d'après le théorème 1, U est séparé. Or, U est le spectre d'une C*-algèbre [([7]), lemme 4.1], donc la séparation de U entraîne sa locale compacité [([7]), p. 235].

THÉORÈME 3. — *Supposons* G *nilpotent simplement connexe. Alors* U *est partout dense dans* $\hat{G}$.

Soient A la C*-algèbre de G et π la représentation régulière gauche de G. D'après ([6]) (th. 4), il existe un espace localement compact Ω, une mesure positive μ sur Ω, et, pour tout $\zeta \in \Omega$, une $\pi'_\zeta \in \hat{G}$ dont le caractère appartient à Λ, tels que $\pi = \int_\Omega^\oplus \pi'_\zeta \, d\mu(\zeta)$, où π'_ζ est la somme directe de plusieurs copies de π_ζ. Alors le noyau N de π dans A contient l'intersection des noyaux des π_ζ dans A. Mais, comme G est nilpotent, $N = \{0\}$ [([8]), lemme 3.6]. Donc l'ensemble des π_ζ, et *a fortiori* U, sont partout denses dans $\hat{G}$.

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) R. GODEMENT, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 63, 1948, p. 1-84.

([2]) J. M. G. FELL, *The dual spaces of C*-algebras*, à paraître aux *Trans. Amer. Math. Soc.*

([3]) J. M. G. FELL, *C*-algebras with smooth dual*, à paraître à l'*Illinois J. Math.*

([4]) F. BRUHAT, *Bull. Soc. math. Fr.*, 84, 1956, en particulier p. 108-109; rappelons que $a \to a'$ est un automorphisme de $\mathfrak{Z}$.

([5]) *Cf.* ([4]), formule (2.5).

([6]) J. DIXMIER, *Bull. Soc. math. Fr.*, 85, 1957, p. 325-388, déf. 4; toutefois, on considère ici que 0 est classifiant.

([7]) I. KAPLANSKY, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 70, 1951, p. 219-255.

([8]) O. TAKENOUCHI, *Math. J. Okayama Univ.*, 4, 1955, p. 143-173.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Représentations intégrales des fonctions de plusieurs variables complexes.* Note de M. **François Norguet**, présentée par M. Paul Montel.

On montre dans cette Note que les formules intégrales de A. Weil (1) et de E. Martinelli (2) sont des conséquences de la formule de Cauchy-Fantappiè, utilisée par J. Leray (3).

1. Soient X un domaine dans un espace affin complexe E de dimension complexe n; Ξ l'espace vectoriel complexe (de dimension complexe $n+1$) des fonctions linéaires (à valeurs complexes) dans E; Ξ^* l'espace projectif complexe quotient de $\Xi - \{0\}$ par le groupe des homothéties non nulles de Ξ; π la projection canonique de $\Xi - \{0\}$ sur Ξ^*. On désignera par $(x_i)_{1 \leq i \leq n}$[resp. $(\xi_i)_{0 \leq i \leq n}$] des coordonnées dans E (resp. Ξ), telles que la valeur prise par la fonction linéaire ξ au point x soit

$$\xi . x = \xi_0 + \sum_{1 \leq i \leq n} \xi_i x_i.$$

Soient

$$\omega(x) = \bigwedge_{1 \leq i \leq n} dx_i, \qquad \omega'(\xi) = \sum_{1 \leq k \leq n} (-1)^{k-1} \xi_k \bigwedge_{\substack{i \neq k \\ 1 \leq i \leq n}} d\xi_i;$$

ainsi $(\xi . y)^{-n}\, \omega'(\xi)$ est, pour tout $y \in X$, une forme différentielle dans ξ, image réciproque par π d'une forme différentielle holomorphe dans Ξ^*.

2. La diagonale du produit $X \times X$ étant désignée par Δ, soit $(\psi^\alpha)_{1 \leq \alpha \leq r}$, $1 \leq r \leq n$, une famille d'applications continues et dérivables de $X \times X - \Delta$ dans Ξ; on supposera que, pour tout $(x, y) \in X \times X - \Delta$, la famille de vecteurs $(\psi^\alpha(x, y))_{1 \leq \alpha \leq r}$ est libre sur le corps des nombres réels, et que $\psi^\alpha(x, y) . x = 0$ pour $1 \leq \alpha \leq r$; on désignera par $(\psi^\alpha_j)_{0 \leq j \leq n}$ les coordonnées du vecteur ψ^α. Soit $t(x, y)$ l'ensemble engendré par les vecteurs $\xi(x, y) = \sum_{1 \leq \alpha \leq r} \lambda_\alpha \psi^\alpha(x, y)$ lorsque λ_α varie en vérifiant $\lambda_\alpha \geq 0$, $\sum_{1 \leq \alpha \leq r} \lambda_\alpha = 1$; soit $T(y)$ la partie de $\Xi \times X$ engendrée par $t(x, y) \times \{x\}$ lorsque x décrit $X - \{y\}$; la restriction $p(y)$ à $T(y)$ de la projection canonique de $\Xi \times X$ sur X est une fibration par des simplexes de dimension réelle $r - 1$.

Théorème 1. — *La composante homogène, de degré $2n - r$, de la forme différentielle obtenue en intégrant le noyau $(\xi . y)^{-n}\, \omega'(\xi) \wedge \omega(x)$ de la formule de Cauchy-Fantappiè sur les fibres de $p(y)$, est égale à*

$$H = \int_{\lambda_\alpha > 0,\, \lambda_1 + \ldots + \lambda_r = 1} \left(\sum_{\substack{1 \leq j \leq n \\ 1 \leq \alpha \leq r}} (y_j - x_j) \lambda_\alpha \psi^\alpha_j \right)^{-n} \Omega,$$

$$\Omega = \sum_{\substack{1 \leq k \leq n,\, 1 \leq \beta \leq r \\ 1 \leq l_1 < \ldots < l_{n-r} \leq n}} (-1)^{k-1} \Big(\sum_{1 \leq \alpha \leq r} \lambda_\alpha \psi_k^\alpha \Big) \det M_{k\beta l_1 \ldots l_{n-r}}$$
$$\times \Big(\bigwedge_{1 \leq \alpha \leq r}^{\alpha \neq \beta} d\lambda_\alpha \Big) \wedge \Big(\bigwedge_{1 \leq \nu \leq n-r} d\bar{x}_{l_\nu} \Big) \wedge \Big(\bigwedge_{1 \leq l \leq n} dx_l \Big),$$

$$M_{k\beta l_1 \ldots l_{n-r}} = \left((\psi_j^\alpha)_{\substack{1 \leq \alpha \leq r,\, \alpha \neq \beta \\ 1 \leq j \leq n,\, j \neq k}}, \Big(\sum_{1 \leq \alpha \leq r} \lambda_\alpha \frac{\partial \psi_j^\alpha}{\partial \bar{x}_{l_\nu}} \Big)_{\substack{1 \leq \nu \leq n-r \\ 1 \leq j \leq n,\, j \neq k}} \right)$$

Théorème 2. — *Si l'on suppose* $1 \leq r \leq n - p$, $p < i_1 < \ldots < i_r \leq n$, *et*

$$\psi_j^\alpha = \frac{\partial \rho_{i_\alpha}^2}{\partial x_j}, \qquad \rho_{i_\alpha}^2 = \Big(\sum_{1 \leq h \leq p} |x_h - y_h|^2 \Big) + |x_{i_\alpha} - y_{i_\alpha}|^2, \qquad 1 \leq j \leq n,$$

alors on a $H = 0$ *pour* $r < n - p$; *pour* $r = n - p$, H *est la somme d'une forme différentielle qui s'annule sur les sous-variétés de* $X - \{y\}$ *où toutes les fonctions* ρ_i, $p < i \leq n$, *sont constantes, et de la forme différentielle*

$$K = \frac{(p-1)!}{(n-1)!} \Big(\prod_{1 \leq i \leq n} (\bar{x}_j - \bar{y}_j) \Big) \Big(\bigwedge_{1 \leq i \leq n} dx_i \Big) \wedge \sum_{p < i \leq n} \Big(\sum_{\substack{\beta_j \geq 0 \\ \beta_{p+1} + \ldots + \beta_n = p}} \beta_i \Big(\prod_{p < j \leq n} \rho_j^{-2(1+\beta_j)} \Big) \Big)$$
$$\times \left(\Big(\bigwedge_{1 \leq j \leq p} \frac{d\bar{x}_j}{\bar{x}_j - \bar{y}_j} \Big) - \sum_{1 \leq k \leq p} (-1)^{k-1} \frac{d\bar{x}_i}{\bar{x}_i - \bar{y}_i} \wedge \Big(\bigwedge_{1 \leq h \leq p}^{h \neq k} \frac{d\bar{x}_h}{\bar{x}_h - \bar{y}_h} \Big) \right).$$

La démonstration de ce théorème comporte en particulier le calcul de l'intégrale

$$\int_{\lambda_j > 0,\, \lambda_{p+1} + \ldots + \lambda_n = 1} \Big(A + \sum_{p \leq j \leq n} B_j \lambda_j \Big)^{-n} \lambda_i \Big(\bigwedge_{p \leq j \leq n}^{j \neq i} d\lambda_j \Big)$$

pour $p < i \leq n$,

$$A = \sum_{1 \leq j \leq p} |x_j - y_j|^2, \qquad B_j = |x_j - y_j|^2.$$

Pour effectuer ce calcul, on a établi les deux égalités ci-dessous :

$$(-1)^h \frac{(n-1)!}{(n-h-2)!} \int_{u_i > 0,\, u_0 + \ldots + u_h < 1} \Big(A + \sum_{1 \leq i \leq h} B_i u_i \Big)^{-n} \Big(\bigwedge_{0 \leq i \leq h} du_i \Big)$$
$$= \sum_{1 \leq q \leq n-h-1} A^{-q} \left(A^{q+h-n} \Big(\prod_{1 \leq j \leq h} B_j \Big)^{-1} - \sum_{1 \leq i \leq h} B_i^{-1} (A + B_i)^{q+h-n} \Big(\prod_{1 \leq j \leq h}^{j \neq i} (B_j - B_i) \Big)^{-1} \right)$$
$$= \sum_{\substack{\beta_j \geq 0 \\ \beta_0 + \ldots + \beta_h = n-h-1}} \beta_0 A^{-1-\beta_0} \prod_{1 \leq j \leq h} (A + B_j)^{-1-\beta_j} \qquad (h \leq n-2).$$

Théorème 3. — *Si l'on suppose* $\psi^\alpha(x, y) = (\theta^\alpha(x, y) . y)\, \theta^\alpha(x, y)$, $\theta^\alpha(x, y)$ *étant holomorphe par rapport à* x *et vérifiant les conditions énoncées pour* ψ^α *au début de* 2, *alors on a* $H = 0$ *pour* $r < n$; *pour* $r = n$, *on a*

$$H = \frac{(-1)^n}{(n-1)!} \bigwedge_{1 \leq i \leq n} \Big(\sum_{1 \leq j \leq n} (x_j - y_j) \theta_j^i \Big)^{-1} \Big(\sum_{1 \leq j \leq n} \theta_j^i \, dx_j \Big).$$

Grâce aux hypothèses relatives à ψ^α, l'intégration que comporte la démonstration de ce théorème est celle d'un polynome très simple.

Cas particuliers. — Si $(X_j)_{1\leq j\leq n}$ est une famille de fonctions holomorphes dans X, et si l'on a

$$\theta^i_j = \frac{\partial X_i}{\partial x_j} \qquad \left[\text{resp. } X_i(x) - X_i(y) = \sum_{1\leq j\leq n} (x_j - y_j)\,\theta^i_j(x, y)\right]$$

alors la relation ci-dessus devient

$$H = \frac{(-1)^n}{(n-1)!} \bigwedge_{1\leq i\leq n} \left(\sum_{1\leq j\leq n} (x_j - y_j) \frac{\partial X_i}{\partial x_j}\right)^{-1} dX_i$$

$$\left[\text{resp. } H = \frac{(-1)^n}{(n-1)!} \bigwedge_{1\leq i\leq n} (X_i(x) - X_i(y))^{-1} \left(\sum_{1\leq j\leq n} \theta^i_j(x, y)\, dx_j\right)\right].$$

3. Supposons X convexe; soit K un domaine borné, et y un point de X, tels que $y \in K \Subset X$; supposons que la frontière de K est réunion finie $S = \bigcup_{1\leq i\leq p} S_i$ de portions d'hypersurfaces régulières dont un nombre quelconque se coupent toujours en position générale; pour $1 \leq i \leq p$, soit η^i une application continue et dérivable d'un voisinage U_i de $\bar{S}_i$ dans Ξ, vérifiant les conditions : *a.* $\eta^i(x).x = 0$ pour $x \in U_i$; *b.* pour tout $x \in S_{i_1 \ldots i_r} = \bigcap_{1\leq\alpha\leq r} S_{i_\alpha}$, la famille de vecteurs $(\psi^\alpha)_{1\leq\alpha\leq r}$ où $\psi^\alpha = \eta^{i_\alpha}$, $1 \leq \alpha \leq r$, $1 \leq r \leq n$, est libre sur le corps des nombres réels; *c.* si $x \in S_{i_1\ldots i_r}$ et $x \notin S_i$ pour $i \neq i_\alpha$, $1 \leq \alpha \leq r$, alors, pour tous λ_α vérifiant $\lambda_\alpha \geq 0$, $\sum_{1\leq\alpha\leq r} \lambda_\alpha = 1$, on a $\sum_{1\leq\alpha\leq r} \lambda_\alpha \psi^\alpha . y \neq 0$.

A chaque arête $S_{i_1\ldots i_r}$ sont associées une famille $(\psi^\alpha)_{1\leq\alpha\leq r}$, et, selon la construction effectuée au début de 2, une partie $T_{i_1\ldots i_r}$ de $\Xi \times X$, dont on désignera l'image dans $\Xi^* \times X$ par $T^*_{i_1\ldots i_r}$; le cycle T^*, réunion de ces $T^*_{i_1\ldots i_r}$, peut être utilisé comme cycle d'intégration dans la formule de Cauchy-Fantappié; sur chacun des $T^*_{i_1\ldots i_r}$, on effectue d'abord l'intégration par rapport aux λ_α, $1 \leq \alpha \leq r$; les formules de E. Martinelli et de A. Weil résultent alors respectivement du théorème 2 et du théorème 3 (second cas particulier), si l'on définit K par les inégalités simultanées $\rho_i^2 < 1$, $p < i \leq n$ (resp. $|X_i| < 1$, $1 \leq i \leq p$, $p \geq n$, X_i fonction holomorphe dans X).

(1) *Math. Ann.*, 111, 1935, p. 178-182.
(2) *Annali di Mat. pura ed applic.*, 4e série, 34, 1953, p. 277-347.
(3) *Bull. Soc. Math. Fr.*, 87, n° 56, 1959, p. 81-180,

FONCTIONS SPÉCIALES. — *Fonctions thêta et transformations de Fourier et de Mellin.* Note (*) de M. **Pierre Barrucand**, présentée par M. Henri Villat.

Posons

$$\vartheta_0(u)=\sum_{-\infty}^{+\infty}(-q)^{n^2}\cos 2\pi nu,\qquad \vartheta_1(u)=2\sum_{0}^{\infty}(-)^n q^{\left(n+\frac{1}{2}\right)^2}\sin[\pi(2n+1)u]$$

$$\vartheta_2(u)=2\sum_{0}^{\infty}q^{\left(n+\frac{1}{2}\right)}\cos[\pi(2n+1)u],\qquad \vartheta_3(u)=\sum q^{n^2}\cos 2\pi nu.$$

Conservons aux notations K, K′, k, k', q leur signification habituelle dans la théorie des fonctions elliptiques de Jacobi, et soit $\vartheta'=\vartheta'_1(0)$, $\vartheta_\alpha=\vartheta_\alpha(0)$ et $\theta_\alpha(u,k)\equiv\theta_\alpha(u;q)=\vartheta_\alpha(u/2\mathrm{K})$ $[\alpha=1, 2, 3, 4]$.

De $\int_0^\infty x^{s-1}\,dx/(1+x)=\pi/\sin\pi s$ déduisons si $p=e^{-\pi t}$:

$$\int_0^\infty \frac{\cos(nt\log x)}{1+x}x^{s-1}\,dx=\frac{2\pi\sin\pi s\,p^n(1+p^{2n})}{1-2p^{2n}\cos 2\pi s+p^{4n}}. \tag{1}$$

Par suite

$$\int_0^\infty \vartheta_0\left(t\log\frac{x}{\pi};\,q\right)\frac{x^{s-1}}{1+x}\,dx=\frac{\pi}{\sin\pi s}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-q)^{n^2}p^{2n}(1+p^{4n})\,4\pi\sin\pi s}{1-2p^{4n}\cos 2\pi s+p^{8n}}.$$

Or par une formule classique ([1]), on a

$$\frac{\vartheta'}{\vartheta_1(s)}=\frac{\pi}{\sin\pi s}+4\pi\sin\pi s\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-)^n(q^{n^2+n}+q^{n^2+3n})}{1-2q^{2n}\cos 2\pi s+q^{4n}}.$$

Donc si $p=q^{1/2}$, $t=\mathrm{K}'/(2\pi)$ et en remplaçant ϑ par θ nous obtenons une formule analogue à celle que nous avons publiée ([2])

$$\int_0^\infty \theta_0\left(\frac{\mathrm{K}'\log x}{\pi},\,k\right)\frac{x^{s-1}}{1+x}\,dx=\frac{\vartheta'}{\theta_1(2\mathrm{K}s,\,k)}. \tag{2}$$

Mais

$$\theta_1(u+\mathrm{K})=\theta_2(u)\qquad\text{et}\qquad \theta_2(iu,\,k)=\frac{\vartheta_2}{\vartheta_0}e^{\frac{\pi u^2}{4\mathrm{KK}'}}\theta_0(u,\,k')\quad (^3);$$

si donc

$$s=\frac{1}{2}+it,\qquad x=e^{2\pi z}\qquad\text{et}\qquad \mathrm{A}=\vartheta_0\frac{\vartheta'}{\vartheta_2\pi}$$

alors

$$2\int_0^\infty \frac{\theta_0(2\mathrm{K}'z,\,k)\cos 2\pi tz\,dx}{e^{\pi z}+e^{-\pi z}}=\frac{\mathrm{A}\,e^{-\frac{\pi\mathrm{K}}{\mathrm{K}'}t^2}}{\theta_0(2\mathrm{K}t,\,k')}. \tag{3}$$

On rapprochera cette formule de celles, telles

$$(4) \qquad 2\int_0^{\infty} \frac{1 - k\,\mathrm{cd}(2K'z, k)}{e^{\pi z} + e^{-\pi z}} \cos 2\pi t z \, dz = \frac{\mathrm{cd}(2Kt, k')}{e^{\pi t} + e^{-\pi t}},$$

que nous avons signalées sans les expliciter (²).

Par inversion de Fourier et en permutant K et K′ de (2) et (3) nous pouvons déduire, A′ désignant une constante

$$(3') \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{\pi K'}{K} z^2}}{\theta_0(2K'z, k)} e^{-2\pi i t z} \, dz = \frac{\theta_0(2Kt, k')}{2A' \operatorname{ch} \pi t}$$

d'où, si $s = -it$ et $x = e^{2\pi z}$:

$$(5) \qquad \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{K' \log^2 x}{4K\pi}}}{\theta_0\left(\frac{K' \log x}{\pi}, k\right)} x^{s-1} \, dx = \frac{\pi}{A'} \frac{\theta_0(2Kis, k')}{\operatorname{ch} \pi t} = F(s)$$

et finalement

$$(5') \qquad F(s) = \frac{B e^{\frac{\pi K}{K'} s^2} \theta_2(2Ks, k)}{\cos \pi s}$$

La fonction F (s) est entière et, à partir de formules classiques de la théorie des fonctions elliptiques, on calculera aisément la valeur des constantes $\mathfrak{S}'$, A, A′ et B à partir de K, K′, k, k'.

(*) Séance du 29 février 1960.

(¹) TANNERY et MOLK, *Fonctions elliptiques*, IV, p. 106.

(²) P. BARRUCAND, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 269.

(³) APPELL et LACOUR, *Fonctions elliptiques*, Paris, 1896, p. 114-122.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *La sommation des séries divergentes à termes positifs : difficultés introduites par leur valeur complexe.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons décrit (¹) un mode de sommation, inspiré de celui d'Émile Borel, applicable à toute série divergente, mais d'un emploi assez lourd. Dans le cas des séries alternées, des considérations toutes différentes, non encore entièrement justifiées, nous ont permis (²) des sommations très rapides : calcul approché par ralentissement d'une fonction trop croissante, calcul rigoureux fondé sur une propriété de régularité. Si, au contraire, la série est à termes positifs, nous sommes bien parvenu à ramener sa sommation à celle d'une série alternée, mais malgré l'immense variété des procédures employées, ni l'idée de ralentissement, ni l'idée de régularité, n'ont pu conduire à une évaluation sûre; et cela a été la cause du trop gros volume de nos premiers ouvrages (²) sur ces questions.

Or, entre temps, nous avons reconnu (³) le caractère de nombre complexe à la somme de maintes séries divergentes réelles, à termes positifs. D'où l'idée que les difficultés de sommation tenaient à la valeur *imaginaire* dissimulée sous l'apparence réelle. Dans ces conditions, il devait suffire de faire disparaître du calcul les éléments imaginaires pour être conduit à une série facile.

Soit donc la série Σu_n, de somme $S = \alpha + \beta i$. Il ne peut être question d'en retrancher terme à terme le produit, par une constante β à déterminer par tâtonnement, d'une série à termes positifs représentant i parce que, ce qui intervient est non pas i, mais $\pm i$. Mais considérons la quantité $(S - \alpha)^2$. Sa valeur est réelle et égale à $-\beta^2$. La quantité α serait déterminée par tâtonnement de telle manière que la série représentant $(S - \alpha)^2$ soit sommable sans difficulté. Le plus curieux est que cette simple condition suffit à exprimer que sa valeur est *réelle*.

Nous devons écrire que la série représentant $(S^2 - 2\alpha S + \alpha^2)$ est justiciable d'une clause de régularité, c'est-à-dire, selon nos méthodes, qu'elle est de formation *cohérente* et conduira à une série *convergente*.

On formera par la règle classique la série $(\Sigma u_n)^2$ et on lui ajoutera terme à terme la série $-2\alpha \Sigma u_n$. Ces deux séries sont de formation cohérente. Pour que l'ensemble soit cohérent, il faut mettre aussi α^2 sous forme d'une série cohérente; sans quoi l'on serait arrêté. En fait, les termes des deux premières séries étant à croissance très rapide, il suffira de réduire la série α^2 à la somme de deux termes, dont le second sera environ la moitié du premier. La série à termes positifs finalement obtenue pour $(S - \alpha)^2$ devra conduire à une série convergente.

Prenons l'exemple de la série $\Sigma n!$ Nous savons *a priori* que la partie réelle α vaut $-0{,}3028$; aussi allons-nous vérifier que $(S + 0{,}3028)^2$ est

réel et que la sommation peut s'effectuer. Formons donc les séries $(\Sigma n\,!)^2$ et $0{,}6056\,\Sigma n\,!$:

$$(\Sigma n!)^2 = 1 + 4 + 16 + 72 + 372 + 2\,208 + 14\,976 + \ldots,$$
$$2\times 0{,}3028\,\Sigma n! = 0{,}6056 + 1{,}2112 + 3{,}6336 + 14{,}5344 + 72{,}672 + 436{,}032 + 3052{,}224 + \ldots,$$

et réduisons aux deux termes $(0{,}06 + 0{,}03168)$ la série devant représenter $\alpha^2 = 0{,}09168$.

Nous avons alors à sommer la série

$$(1)\quad 1{,}66560 + 5{,}24288 + 19{,}63360 + 86{,}53440 + 444{,}67200 + 2644{,}03200 + 18028{,}22400 + \ldots.$$

Nous devons calculer la fonction attachée [2] qui, dans le cas des séries à termes positifs vaut, pour les abscisses entières 0, 1, 2, 3, ..., respectivement les têtes de colonne ∂_0, ∂_1, ∂_2, ∂_3, ... du tableau de différentiation successive de ces termes, et la somme de la série en sera, changée de signe, l'extrapolée à l'abscisse — 1. Calculons les rapports $\rho_k = \partial_k/\partial_{k+1}$. La somme cherchée sera $-\partial_0\rho_{-1}$. Or, formons le tableau de différentiation successive des ρ_k. Si l'on a la régularité attendue, chaque colonne a tous ses éléments de même signe et le signe alterne d'une colonne à la voisine. Constatons qu'il en est bien ainsi.

(T)

0,465 606						
0,330 818	−0,134 788					
0,259 336	−0,071 482	+0,063 306				
0,211 626	−0,047 710	+0,023 772	−0,029 534			
0,176 831	−0,034 795	+0,012 915	−0,010 857	+0,018 677		
0,151 223	−0,025 608	+0,009 187	−0,003 728	+0,007 129	−0,011 548	
....	....	....	....	....	....	...

ρ_{-1} est égal à la somme de la série convergente dont les termes sont les produits par $(-1)^k$ des têtes de colonne ∂_k. Cette somme est d'environ 0,75 et, par suite, la série (1) a pour somme environ $-1{,}25 = -\beta^2$ et $(S-\alpha)$ vaut donc environ $\pm 1{,}12\,i$, et par suite la série $\Sigma n\,!$ a pour somme environ $(-0{,}3028 \pm 1{,}12\,i)$. Or, nous connaissons *a priori* [3] le coefficient de i, c'est $\pm \pi/e \simeq \pm 1{,}15$. L'accord est bon. Ajoutons que si l'on avait donné à α les valeurs — 0,25 ou — 0,30 au lieu de — 0,30, on eût été très loin d'obtenir un tableau tel que (T). Le problème des séries divergentes à termes positifs semble donc éclairci.

(1) *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 282.
(2) *Publ. scient. et techn. Min. Air*, nos 207 et 238.
(3) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1822.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Décomposition d'un opérateur linéaire en produit. Application à la résolution de problèmes aux limites.* Note (*) de M. **Jean Veyrunes**, présentée par M. Joseph Pérès.

Il est possible [1] de ramener un problème différentiel aux limites à deux problèmes différentiels de conditions initiales. L'auteur montre que cela se ramène à la décomposition d'un opérateur d'ordre n en un produit de deux opérateurs d'ordre m et $n - m$.

Soit à résoudre

$$\text{(I)} \qquad \mathrm{H}y + \mu = 0, \qquad \mathrm{H} = \gamma_0 p^n + \gamma_1 p^{n-1} + \ldots + \gamma_n,$$

$$p = \frac{d}{dx}, \quad \ldots, \quad p^n = \frac{d^n}{dx^n} \qquad (\gamma_0, \gamma_1, \ldots, \gamma_n, \mu \text{ fonctions données de } x),$$

avec les conditions linéaires :

$$\text{(II)} \qquad \begin{cases} \mathrm{A}_k(y_{(0)}^{(n-1)}, y_{(0)}^{(n-2)}, \ldots, y'_{(0)}, y_{(0)}) = 0 & (k = 1, 2, \ldots, n-m), \\ \mathrm{B}_l(y_{(l)}^{(n-1)}, y_{(l)}^{(n-2)}, \ldots, y'_{(l)}, y_{(l)}) = 0 & (l = 1, 2, \ldots, m). \end{cases}$$

On cherche une relation de la forme (II)

$$y^{(m)} = \beta_1 y^{(m-1)} + \ldots + \beta_m y + \beta$$

entraînant (I), et l'on écrit, après avoir introduit la fonction auxiliaire z telle que $z' = 0$:

$$\begin{Vmatrix} \mathrm{H} & \mu \\ 0 & p \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} \mathrm{H}_1 & \mathrm{H}_2 \\ 0 & 1 \end{Vmatrix} \times \begin{Vmatrix} \mathrm{H}_3 & \beta \\ 0 & p \end{Vmatrix}$$

avec

$$\mathrm{H}_1 = \alpha_0 p^{n-m} + \alpha_1 p^{n-m-1} + \ldots + \alpha_{n-m}$$
$$\mathrm{H}_3 = -p^m + \beta_1 p^{m-1} + \ldots + \beta_m$$

L'identification $\mathrm{H} \equiv \mathrm{H}_1 . \mathrm{H}_3$ fournit les $m + 1$ fonctions β_i et β. En effet, le système formé par les $n - m + 1$ premières équations fournit les α_j, $j = 0, 1, 2, \ldots, n - m$. La matrice de ce système s'écrit

$$\mathrm{M} = \begin{vmatrix} -1 & 0 & \ldots & \ldots & \ldots & 0 \\ \beta_1 \mathrm{C}_{n-m}^0 & -1 & 0 & \ldots & \ldots & 0 \\ \beta_2 \mathrm{C}_{n-m}^0 + \beta'_1 \mathrm{C}_{n-m}^1 & \beta_1 \mathrm{C}_{n-m-1}^0 & -1 & 0 & \ldots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \beta_{n-m} \mathrm{C}_{n-m}^0 + \ldots + \beta_1^{(n-m-1)} \mathrm{C}_{n-m}^{n-m-1} & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & -1 \end{vmatrix}$$

Elle n'est jamais singulière.

Bordons cette matrice verticalement par les colonnes successives :

$$\gamma_0, \quad \gamma_1, \quad \gamma_2, \quad \ldots, \quad \gamma_{n-m}, \quad \gamma_{n-m+1},$$
$$\gamma_0, \quad \gamma_1, \quad \gamma_2, \quad \ldots, \quad \gamma_{n-m}, \quad \gamma_{n-m+2},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\gamma_0, \quad \gamma_1, \quad \gamma_2, \quad \ldots, \quad \gamma_{n-m}, \quad \gamma_n$$

et horizontalement par les lignes

$$B_1^{(n-m)} C_{n-m}^{n-m} + \ldots + \beta'_{n-m} C_{n-m}^1 + \beta_{n-m+1} C_{n-m}^0$$
$$\beta_1^{(n-m-1)} C_{n-m-1}^{n-m-1} + \ldots + \beta_{n-m} C_{n-m-1}^0, \quad \ldots, \quad \beta_1 C_0^0$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\beta_{m-1}^{(n-m)} C_{n-m}^{n-m} + \beta_m^{(n-m-1)} C_{n-m}^{n-m-1}, \quad \beta_{m-1}^{(n-m-1)} C_{n-m-1}^{n-m-1} + \beta_m^{(n-m-2)} C_{n-m-1}^{n-m-2}, \quad \ldots, \quad \beta_{m-1} C_0^0$$
$$\beta_m^{(n-m)} C_{n-m}^{n-m}, \quad \beta_m^{(n-m-1)} C_{n-m-1}^{n-m-1}, \quad \ldots, \quad \beta'_m C_1^1, \quad \beta_m C_0^0$$

En égalant à o les déterminants des m matrices ci-dessus, on obtient un système différentiel de m équations d'ordre $n - m$. On détermine β en écrivant $H_1 \beta + H_2 p = \mu$.

Il suffit alors de remplacer dans la dernière équation du système β_m par β et γ_n par μ pour obtenir la $(m+1)^{\text{ième}}$ équation fixant la $(m+1)^{\text{ième}}$ inconnue β.

On a ainsi un système différentiel de $(m+1)$ équations à $(m+1)$ inconnues; chaque équation étant d'ordre $n - m$.

Les $n - m$ conditions A_k permettent de déterminer par identification les conditions initiales de β et des β_i, ce qui achève de déterminer ces fonctions. Le problème (I) est alors ramené à l'intégration de (II) avec les m conditions initiales B_i.

Des méthodes de résolution particulières doivent être appliquées dans certains cas. Un exemple en sera donné par l'étude du problème suivant :

$$\gamma_0 y'' + \gamma_1 y' + \gamma_2 y + \mu = 0, \qquad \text{avec} \quad y(0) = y_0, \qquad y(l) = y_1.$$

Les deux fonctions auxiliaires β_1 et β sont données par

$$\gamma_0(\beta'_1 + \beta_1^2) + \gamma_1 \beta_1 + \gamma_2 = 0,$$
$$\gamma_0(\beta' + \beta_1 \beta) + \gamma_1 \beta + \mu = 0,$$

avec

$$\frac{\beta(0)}{\beta_1(0)} = -y_0, \qquad \beta_1(0) \text{ infini}.$$

On élimine la difficulté introduite par β_1 (o) infini en posant $\overline{\beta}_1 = 1/\beta_1$, $\overline{\beta} = \beta . \overline{\beta}_1$. On obtient alors

$$\gamma_0 \overline{\beta}'_1 = \gamma_2 \overline{\beta}_1^2 + \gamma_1 \overline{\beta}_1 + \gamma_0,$$
$$\gamma_0 \overline{\beta}' = \gamma_2 \overline{\beta}_1 \overline{\beta} - \mu \overline{\beta}_1,$$
$$\overline{\beta}_1(0) = 0, \qquad \overline{\beta}(0) = -y_0$$

qui détermine complètement $\overline{\beta}_1$ et $\overline{\beta}$. $y(l)$ achève de déterminer le problème mis sous la forme $y' = \beta_1 y + \beta$.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) A. A. Dorodnicyn, Communication à la *Conférence internationale sur le Traitement numérique de l'Information*, Paris, juin 1959.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Convergence de la répartition empirique vers la répartition théorique.* Note (*) de M. **Albert Badrikian**, transmise par M. Maurice Fréchet.

L'objet de cette Note est d'étudier une forme de convergence de la répartition empirique vers la répartition théorique pour des variables aléatoires à valeurs dans un espace topologique localement compact dénombrable à l'infini. On généralise un résultat de Varadarajan (1).

1. *Définition et notations.* — Soit (Ω, P) un espace de probabilité (qu'on peut supposer compact). Soit X un espace topologique localement compact. On appelle variable aléatoire à valeurs dans X une fonction définie sur Ω, à valeurs dans X et mesurable au sens de Lusin.

$\mathcal{K}(X)$ désigne l'espace des fonctions continues réelles à support compact définies sur X, muni de la topologie habituelle de limite inductive.

$\mathcal{M}(X)$ désigne l'espace des mesures de Radon sur X. Pour tout $x \in X$ on désigne par δ_x la mesure de masse unité concentrée en x.

En ce qui concerne les éléments aléatoires généralisés ainsi que la loi forte des grands nombres pour ces éléments nous renvoyons à (2).

2. *Méthode.* — X sera supposé localement compact et dénombrable à l'infini. Dans tout ce qui suit on munira $\mathcal{M}(X)$ de la topologie de convergence uniforme sur les parties compactes de $\mathcal{K}(X)$. Alors l'application $x \to \delta x$ est un homéomorphisme de X dans $\mathcal{M}(X)$. $\mathcal{M}(X)$ est quasi complet.

Soit ξ une variable aléatoire à valeurs dans X. L'application $\omega \to \delta_{\xi(\omega)}$ est alors un élément aléatoire à valeurs dans $\mathcal{M}(X)$; il est bochnérien et son espérance mathématique est la mesure μ sur X, image de la probabilité P par ξ.

Soit maintenant $\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n, \ldots$ une suite de variables aléatoires sur X indépendantes et de même loi. En appliquant la loi forte des grands nombres, énoncée dans (2) et valable quand les éléments aléatoires généralisés sont à valeurs dans un espace vectoriel localement convexe et quasi-complet, on démontre le résultat suivant :

Théorème. — *Soit $\xi_1, \ldots, \xi_n, \ldots$ une suite de variables aléatoires à valeurs dans un espace* X *localement compact et dénombrable à l'infini, définies sur un même espace de probabilité* (Ω, P), *indépendantes et de même loi. Soit μ la mesure induite sur* X *par les ξ_i. Alors la suite d'éléments aléatoires* $\omega \to 1/n \sum_{i=1}^{n} \delta_{\xi_i(\omega)}$ *à valeurs dans* $\mathcal{M}(X)$ *converge presque sûrement vers μ,* $\mathcal{M}(X)$ *étant muni de la topologie de convergence uniforme sur les compacts de* $\mathcal{K}(X)$.

(*) Séance du 29 février 1960.
(1) V. S. Varadarajan, *Sankhya*, 19, février 1958, p. 23-26.
(2) A. Badrikian, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1603.

GÉNÉTIQUE FORMELLE. — *Méthode générale de calcul des fréquences géniques; application aux groupes sanguins.* Note (*) de M. **Roger Huron**, présentée par M. Henri Villat.

L'estimation de la fréquence des gènes, conditionnant par exemple les divers groupes sanguins, peut, sur le plan théorique, se faire par la méthode du maximum de vraisemblance. Pratiquement, dès que le groupe est un peu complexe le système d'équations non linéaires auquel la méthode conduit est si compliqué qu'il n'est plus possible de le résoudre. Il en résulte que les méthodes utilisées sont plus artisanales que logiques et qu'on ne sait plus quelle confiance accorder aux estimations qu'elles fournissent.

La méthode que nous proposons ci-dessous est générale, d'application simple, elle se prête à une programmation facile si l'on veut confier le calcul à un ordinateur électronique, enfin, elle procure par approximations successives des estimations rendant maximale la vraisemblance.

Méthode. — Désignons par Ω l'ensemble des entiers 1, 2, ..., k et considérons des allèles A_i $(i \in \Omega)$; soient p_i leurs probabilités et a_{ij} la fréquence observée du génotype $A_i A_j$ $(j \in \Omega)$. La vraisemblance de l'ensemble des différents génotypes est proportionnelle à

$$\varpi = \prod_i p_i^{2a_{ii}} \prod_{i,j}^{i<j} (2p_i p_j)^{a_{ij}}. \tag{1}$$

Soit x_i l'estimation de p_i par la méthode du maximum de vraisemblance, on vérifie que

$$x_i = \frac{1}{2n}\left(a_{ii} + \sum_j^{i<j} a_{ij}\right), \qquad \text{avec} \quad n = \sum_i a_{ii} + \sum_{i,j}^{i<j} a_{ij}. \tag{2}$$

Cela posé plaçons-nous dans le cas concret où seuls sont connus certains phénotypes résultant de l'union (au sens de la théorie des ensembles) de certains génotypes $A_i A_j$. Les a_{ij} ne sont pas alors connus, mais si, par exemple, on a identifié le phénotype

$$A = A_1 A_1 \bigcup A_1 A_2 \bigcup A_2 A_3$$

et si sa fréquence observée est a, on a :

$$a = a_{11} + a_{12} + a_{23}.$$

Partant d'un lot de valeurs arbitraires x_{i0} pour les x_i nous pouvons estimer

$$a_{11} \quad \text{par} \quad \frac{2ax_{10}^2}{x_{10}^2 + 2x_{10}x_{20} + 2x_{20}x_{30}}, \qquad a_{22} \quad \text{par} \quad \frac{2ax_{10}x_{20}}{x_{10}^2 + 2x_{10}x_{20} + 2x_{20}x_{30}};$$

grâce aux formules (2) ces estimations des a_{ij} conduisent à de nouvelles valeurs x_{i1} et le processus d'itération peut se poursuivre.

Le processus converge et les valeurs obtenues rendent maximale la vraisemblance. Cela résulte de ce qui a été dit dans une Note précédente (1). Il suffit en effet de se placer dans le cas limite où toutes les fréquences observées dans l'échantillon E alors défini, sont nulles, pour constater que, d'après (2), les x_{i0} sont bien indéterminés et que le procédé d'itération conduit aux valeurs rendant maximale la vraisemblance de l'échantillon réellement observé.

Exemple. — Les données sont relatives à la tribu saharienne des Kamadjas (1); elles se rapportent au groupe Rhésus pour lequel les méthodes utilisées sont peu satisfaisantes. Les notations sont celles de (2).

Phénotypes...	P_1.	P_2.	P_3.	P_4.	P_6 ou P_{10}.	P_8.
Fréquences observées..........	20	256	1	42	59	4

Pour simplifier, bien que la méthode ne l'impose pas, on peut poser

$$x_1 = x_3 = x_4 = 0.$$

Nous sommes parti de

$$x_{20} = x_{30} = x_{60} = x_{70} = x_{80} = 0,2.$$

Le tableau suivant donne le détail de quelques étapes dans le calcul de la valeur des x_i :

Ordre des itérations.	x_2.	x_5.	x_6.	x_7.	x_8.
2e....................	0,087	0,046	0,564	0,018	0,285
6e....................	0,086	0,054	0,616	0,10	0,234
11e....................	0,0862	0,0568	0,6218	0,0067	0,2285
12e....................	0,0862	0,0571	0,6218	0,0065	0,2284

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) R. HURON, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1603.

(2) R. HURON, *Ann. Fac. Sc. Toulouse*, 19, p. 1 à 116 (chap. II).

THÉORIE DE L'ÉLASTICITÉ. — *Sur une représentation par potentiels dans le problème tridimensionnel de l'élastodynamique.* Note (*) de M. **Petre P. Teodorescu**, transmise par M. Henri Villat.

Pour étudier le problème tridimensionnel de l'élastodynamique on utilise généralement les équations de G. Lamé ([1]), qui portent à une solution en déplacements. Nous formerons les représentations des composantes du vecteur déplacement à l'aide de différentes fonctions de déplacements dues à A. Clebsch ([2]) et M. Iacovache ([3]). Nous donnerons une formulation en tensions du problème.

En tenant compte des équations de Cauchy du type

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}=\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \tag{1}$$

écrites en l'absence des forces massiques, σ_x, σ_y, σ_z étant les tensions normales, $\tau_{yz}=\tau_{zy}$, $\tau_{zx}=\tau_{xz}$, $\tau_{xy}=\tau_{yx}$ les tensions tangentielles, u, v, w les composantes du déplacement et ρ la masse spécifique — de la loi de Hooke :

$$\mathrm{E}\frac{\partial u}{\partial x}=\sigma_x-\mu(\sigma_y+\sigma_z), \tag{2}$$

$$\mathrm{E}\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)=2(1+\mu)\tau_{yz}, \tag{2'}$$

où E est le module d'élasticité longitudinale et μ est le coefficient de contraction transversale de Poisson — et des équations de continuité, on trouve pour les tensions normales les équations

$$\Box_2\sigma_x+\frac{1}{1+\mu}\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\mu(1+\mu)}{1-\mu}\frac{\rho}{\mathrm{E}}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right](\sigma_x+\sigma_y+\sigma_z)=0 \tag{3}$$

et pour les tensions tangentielles les équations

$$\Box_2\tau_{yz}+\frac{1}{1+\mu}\frac{\partial^2}{\partial y\,\partial z}(\sigma_x+\sigma_y+\sigma_z)=0, \tag{3'}$$

qui généralisent les équations données par E. Beltrami ([4]) pour le cas statique.

La somme des tensions normales vérifiera l'équation

$$\Box_1(\sigma_x+\sigma_y+\sigma_z)=0. \tag{4}$$

Les $\Box_i$ ($i=1, 2$) sont les opérateurs de d'Alembert

$$\Box_i=\Delta-\frac{1}{c_i^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}, \tag{5}$$

où Δ est l'opérateur de Laplace relatif aux variables spatiales et les c_i sont

des vitesses de propagation des ondes, données par

$$(6)\qquad \frac{1}{c_1^2}=\frac{(1+\mu)(1-2\mu)}{1-\mu}\frac{\rho}{E},\qquad \frac{1}{c_2^2}=2(1+\mu)\frac{\rho}{E}.$$

La solution du problème se réduit donc à l'intégration d'un des systèmes d'équations (3) ou (3′) et des équations de Cauchy (1), auxquelles on ajoute la loi de Hooke (2), (2′), avec certaines conditions aux limites.

En appliquant l'opérateur $\square_1$ aux équations (3), (3′) et en tenant compte de (4), on observe que les composantes du tenseur tension doivent vérifier l'équation itérée des ondes

$$(7)\qquad \square_1\square_2\varphi(x, y, z; t)=0.$$

Le système (3) nous permet de représenter les tensions normales, d'une manière générale, sous la forme

$$(8)\qquad \sigma_x=\square_1 F_x-\frac{3}{2+\mu}\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\mu(1+\mu)}{1-\mu}\frac{\rho}{E}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]F,$$

où $F_x=F_x(x, y, z; t)$, $F_y=F_y(x, y, z; t)$, $F_z=F_z(x, y, z; t)$ sont des fonctions qui doivent vérifier l'équation (7) et l'on a introduit la notation

$$(9)\qquad 3F=F_x+F_y+F_z.$$

Le système (3′) nous donne les tensions tangentielles

$$(8')\qquad \tau_{yz}=-\frac{3}{2+\mu}\frac{\partial^2 F}{\partial y\,\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}(F_{xy}-F_{zx})+\varphi_x+\frac{1}{2c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(f_{xy}+f_{zx})$$

et les équations (2) donnent les composantes du déplacement

$$(9)\qquad \frac{E}{1+\mu}[u-(-y\omega_{xy}^0+z\omega_{zx}^0+u_0)]$$
$$=\square_1\int\left(F_x-\frac{3\mu}{2+\mu}F\right)dx-\frac{3}{2+\mu}\frac{\partial F}{\partial x}+\left(\frac{\partial}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}\right)f_{yz},$$

où u_0, v_0, w_0, ω_{yz}^0, ω_{zx}^0, ω_{xy}^0 sont les déplacements, respectivement les rotations du corps, considéré comme rigide; les fonctions $F_{yz}=F_{yz}(y, z; t)$, $F_{zx}=F_{zx}(z, x; t)$, $F_{xy}=F_{xy}(x, y; t)$ et $\varphi_x=\varphi_x(x, y, z; t)$, $\varphi_y=\varphi_y(x, y, z; t)$, $\varphi_z=\varphi_z(x, y, z; t)$ vérifient l'équation des ondes

$$(10)\qquad \square_2\psi(x, y, z; t)=0.$$

Les équations (1) exigent que les fonctions φ_x, φ_y, φ_z soient des intégrales particulières du système

$$(11)\qquad \frac{\partial\varphi_y}{\partial z}+\frac{\partial\varphi_z}{\partial y}=-\frac{\partial}{\partial x}\square_1\left(F_x-\frac{3}{2+\mu}F\right)+\frac{1}{2c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\square_1\int\left(F_x-\frac{3\mu}{2+\mu}F\right)dx.$$

On peut utiliser comme intégrales particulières, qui vérifient l'équation (10), les fonctions

$$(12)\qquad \varphi_x=\frac{3\mu}{2(2+\mu)}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\iint\square_1 F\,dy\,dz+\frac{1}{2}\square_1\left(\int\frac{\partial F_y}{\partial z}dy+\int\frac{\partial F_z}{\partial y}dz\right),$$

où l'on doit préciser les fonctions arbitraires qui interviennent à cause des opérations d'intégration, afin que le système (11) soit satisfait. Ces fonctions s'annulent en adoptant pour F_x, F_y, F_z des expressions de la forme

$$e^{\alpha x+\beta y+\gamma z+\delta t}, \tag{13}$$

où

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2-\frac{1}{c_i^2}\delta^2=0 \qquad (i=1,\,2). \tag{14}$$

Les fonctions $f_{yz}=f_{yz}(y,\,z;\,t)$, $f_{zx}=f_{zx}(z,\,x;\,t)$, $f_{xy}=f_{xy}(x,\,y;\,t)$ doivent, d'après les équations (2′), vérifier le système d'équations aux variables séparées

$$\begin{aligned}(15)\quad &\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial x\,\partial y}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)f_{xy}+\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\partial^2}{\partial z\,\partial x}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)f_{zx}\\ &=2\frac{\partial}{\partial x}(F_{xy}-F_{zx})+\frac{3\mu}{2+\mu}\Box_1\left[\int\frac{\partial F}{\partial z}\,dy+\int\frac{\partial F}{\partial y}\,dz\right.\\ &\left.\qquad+\iint\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)F\,dy\,dz\right].\end{aligned}$$

Si l'on utilise un théorème dû à T. Boggio ([5]), on peut écrire les fonctions de tensions sous la forme

$$F_x=F_{1x}+F_{2x}, \tag{16}$$

où $F_{ix}=F_{ix}(x,\,y,\,z;\,t)$ $(i=1,\,2)$ doivent vérifier les équations

$$\Box_i F_{ix}=0, \tag{17}$$

les résultats ci-dessus prenant ainsi une forme plus simple.

La solution donnée généralise des résultats déjà obtenus par nous ([6]) et ([7]).

Dans le cas des petits mouvements amortis on peut, d'après B. Galitzine ([8]), remplacer partout l'opérateur $\rho(\partial^2/\partial t^2)$ par l'opérateur $[\rho(\partial^2/\partial t^2)+\nu(\partial/\partial t)]$, où ν est un coefficient d'amortissement.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) G. LAMÉ, *Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides*, 1852.

(2) A. CLEBSCH, *J. reine angew. Math.*, 61, 1863, p. 195.

(3) M. IACOVACHE, *Bul. ştiinţ. Acad. R. P. R.*, série A, 1, n° 6, 1949, p. 593; 2, n° 9, 1950, p. 5.

(4) E. BELTRAMI, *Opere matematiche*, 1920.

(5) T. BOGGIO, *Ann. di matem. p. ed appl.*, 3e série, 8, 1903, p. 181.

(6) P. P. TEODORESCU, *IXe Congrès international de Mécanique appliquée*, Bruxelles, 1956, Actes, V, 1957, p. 155; *St. şi cerc. de mec. apl.*, 8, n° 4, 1959, p. 1101.

(7) P. P. TEODORESCU, *Com. Acad. R. P. R.*, 6, n° 6, 1956, p. 795; *Rev. Méc. appl.*, 1, n° 2, 1956, p. 179; *Bul. Inst. Polit. Bucureşti*, 19, nos 1-2, 1957, p. 195.

(8) B. GALITZINE, *Bull. Acad. Imp. Sc. Saint-Pétersbourg*, 6e série, 1912, p. 219.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Vibrations et émission sonore d'un jet d'air comprimé étudiées avec une caméra électronique ultra-rapide.* Note de M. François Canac et Mlle Marie Merle, présentée par M. Maurice Roy.

Des jets d'air comprimé sous des pressions variables et issus de divers ajutages convergents, rectangulaires ou circulaires, ont été photographiés au moyen d'une caméra électronique, l'intervalle de temps entre chaque cliché étant de quelques microsecondes. D'où une suite d'images qui ont mis en évidence une oscillation très rapide de l'ensemble du jet dont la période peut être ainsi déterminée.

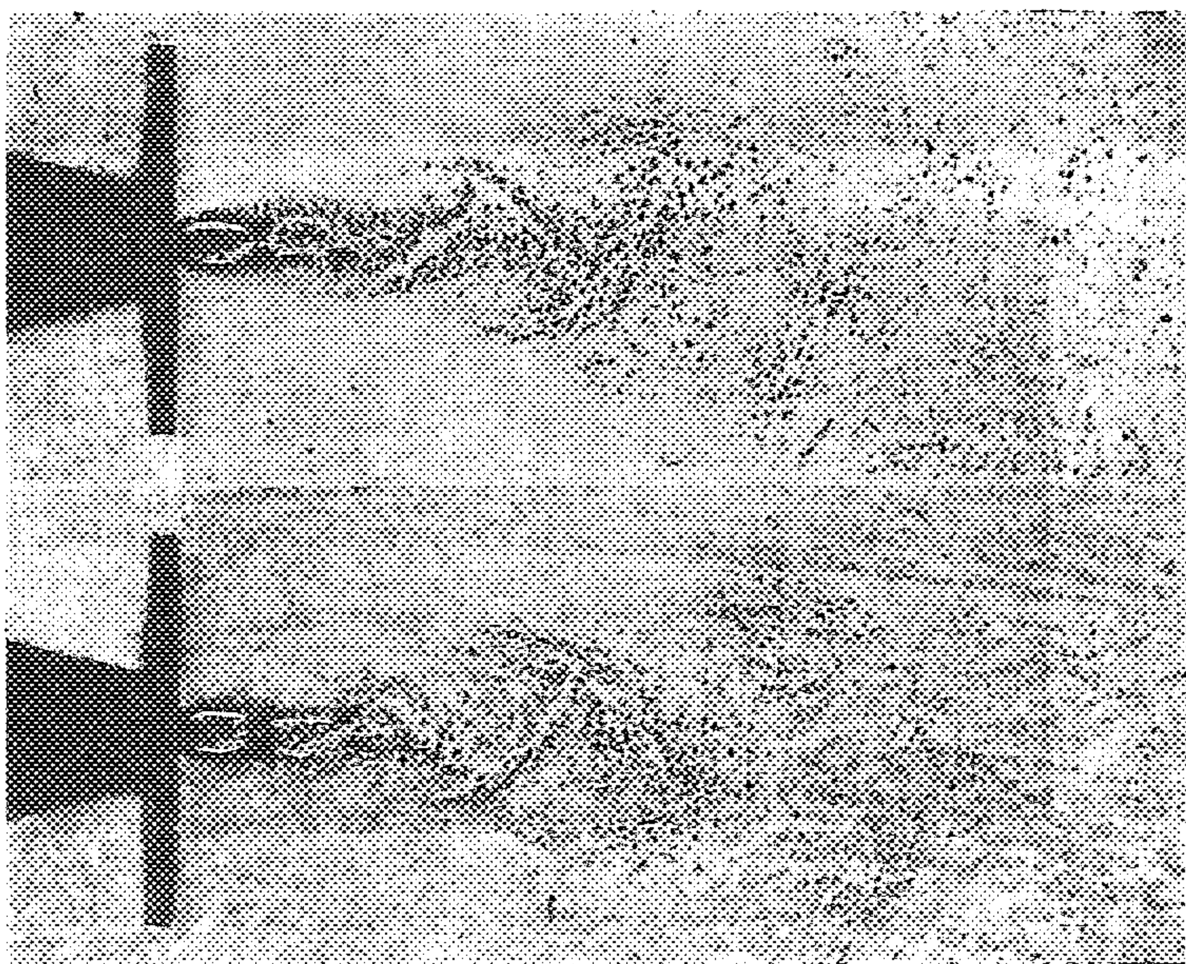


Fig. 1. — Oscillation d'un jet rectangulaire sous 4 kg/cm² de pression à 40 μs d'intervalle Opposition de phase.

A titre d'exemple la figure 1 montre, pour un même jet, deux aspects très sensiblement en opposition de phase, l'intervalle de temps entre les deux vues étant de 40 μs. La pression génératrice était alors de 4 kg/cm².

Pour le même ajutage (rectangle de $3,5 \times 28$ mm) mais pour une autre pression (6 kg/cm²), la figure 2 montre également deux aspects du jet très sensiblement en opposition de phase, l'intervalle de temps étant cette fois de 70 μs, et la longueur d'onde étant plus grande que précédemment.

En considérant, pour une pression donnée, la suite des 16 vues de la caméra électronique, on peut ainsi avoir avec une bonne précision la mesure de la fréquence de l'oscillation.



Fig. 2.

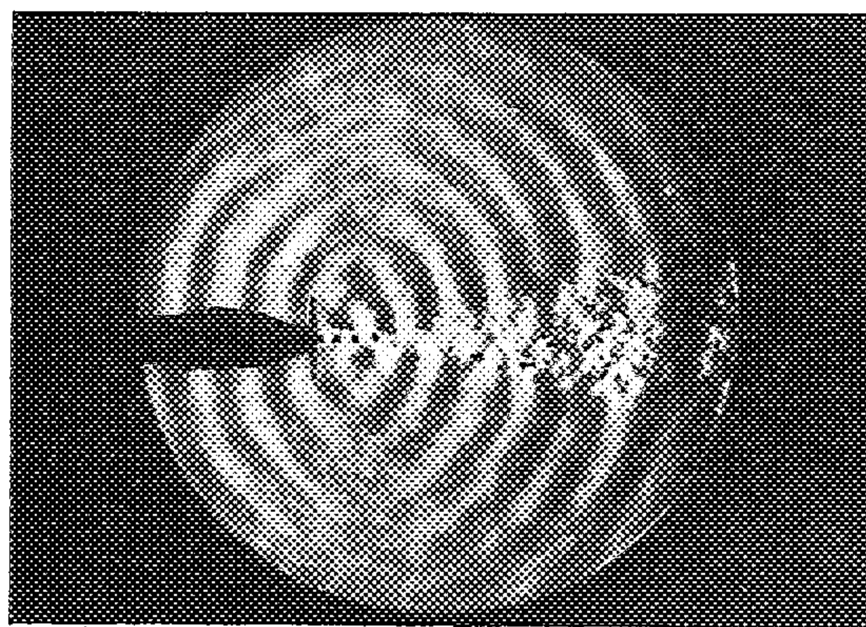


Fig. 3.

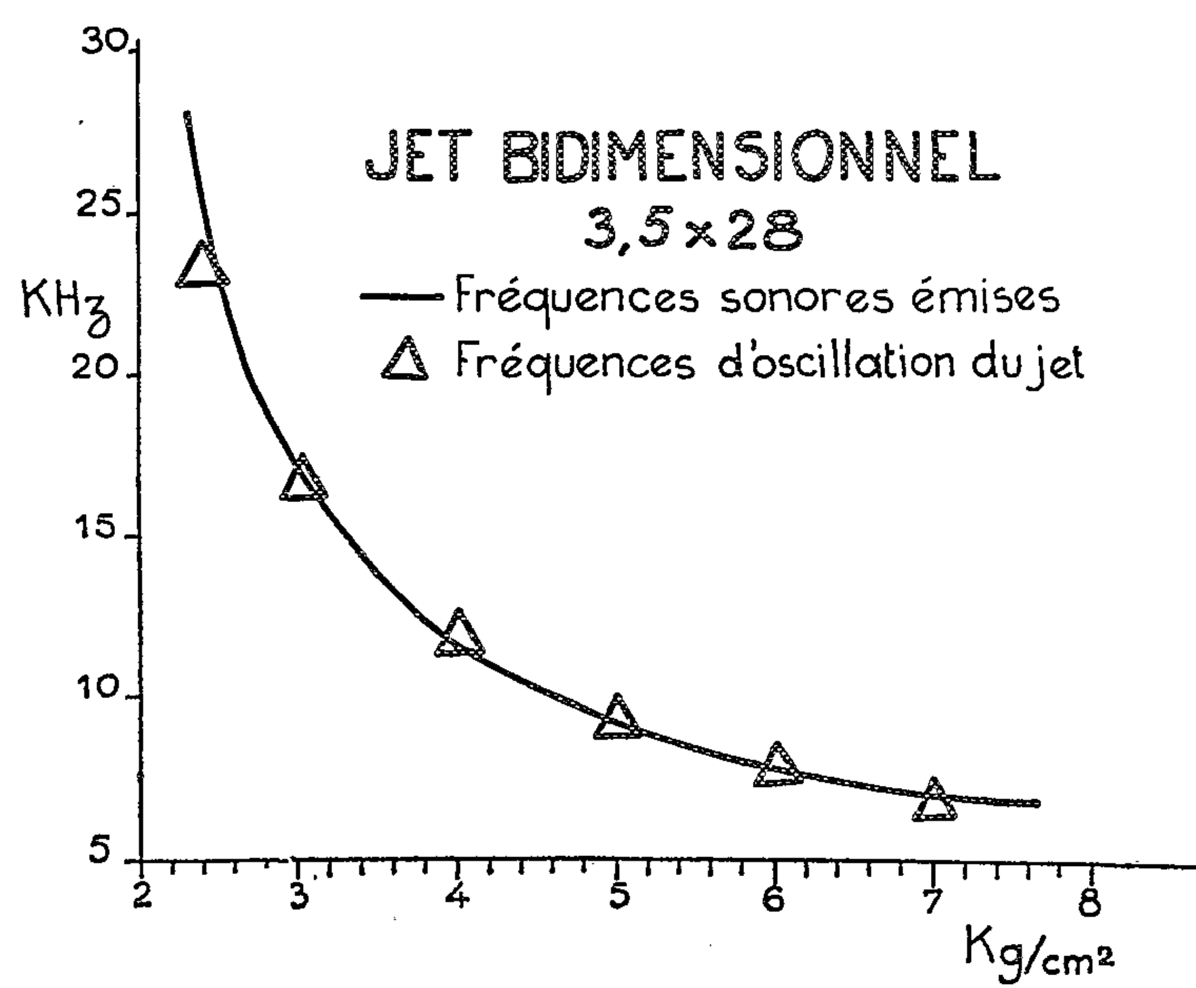


Fig. 4.

LÉGENDES DES FIGURES 2, 3 et 4.

Fig. 2. — Oscillation d'un jet rectangulaire sous 6 kg/cm² de pression à 70 μs d'intervalle. Opposition de phase.

Fig. 3. — Striogramme du champ sonore créé par un jet rectangulaire.

Fig. 4. — Ajutage rectangulaire, fréquence sonore émise et fréquence d'oscillation en fonction de la pression.

D'autre part, nous avons photographié par la méthode des stries les ondes acoustiques émises (*fig.* 3) et déterminé ainsi la fréquence correspondante ([1]).

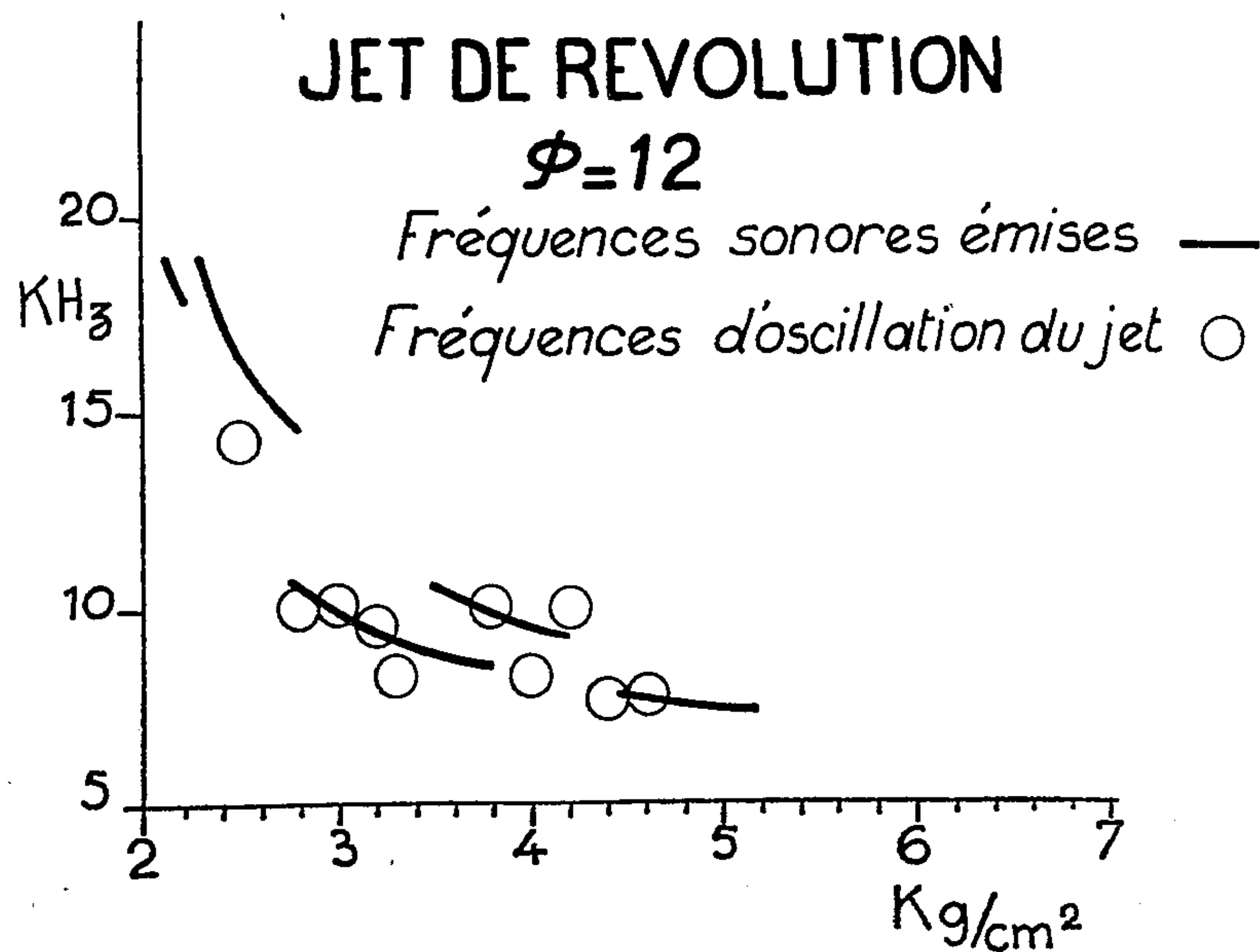


Fig. 5. — Ajutage circulaire, fréquence sonore émise et fréquence d'oscillation en fonction de la pression.

On constate que ces deux fréquences sont les mêmes. Dans le cas des jets bidimensionnels, la concordance des deux fréquences est très bonne (*fig.* 4). Elle est moins bonne dans le cas des jets circulaires (diamètre, 12 mm) où l'émission sonore est d'ailleurs moins bien caractérisée (*fig.* 5).

([1]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 490.

HYDRODYNAMIQUE. — *Cinématique moléculaire de surface.* Note (*)
de M. **Raymond F. Simonin**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On étudie la Cinématique des molécules superficielles d'une veine d'eau en écoulement uniforme, percutant normalement le plan d'eau d'un bassin. Le calcul montre que la percussion déprime la surface libre du bassin, qui reste de révolution avec une courbure totale constante, c'est-à-dire d'aire minimale et que la dépression se couvre de molécules superficielles de la veine avec une vitesse aréolaire constante.

Les théories anciennes (action capillaire) et modernes (cinétique des gaz) s'accordent pour laisser penser qu'il existe à la surface libre d'un liquide en équilibre avec un gaz, une couche capillaire plus légère dont l'épaisseur serait de l'ordre de quelques molécules. Une telle couche existerait alors à la surface libre d'une veine d'eau comme à la surface libre de l'eau d'un bassin dans laquelle elle percute.

Si l'on admet également que les molécules d'eau sont sphériques de diamètre σ, impénétrables entre elles, rigides et élastiques, qu'elles sont uniformément réparties sur les intersurfaces, il y aurait $a^2 = 1/\sigma^2$ molécules jointives superficielles de masses m disposées suivant l'unité d'aire d'une intersurface, soit, en supposant le diamètre σ des molécules négligeable devant les rayons de courbure principaux, a molécules juxtaposées le long de l'unité de longueur tracée sur cette surface.

Les molécules superficielles de la veine, moins denses que les molécules internes, entrent en collision avec les molécules identiques de la couche capillaire du bassin à l'instant de la percussion. Le plan de séparation se creuse et devient une surface de révolution coaxiale à la veine quand l'écoulement est devenu uniforme et continu. Quand cet écoulement est établi, et à un instant t quelconque, une molécule quelconque de la couche capillaire de la veine entre en collision, sur le périmètre d'impact, avec une autre molécule de masse identique en lui cédant sa quantité de mouvement mU_0. Si θ_0 est l'angle aigu des deux vecteurs U_0 et V_{s0}, on a

$$m\,U_0 = -\,m\,V_{s0}\sin\theta_0 \qquad \text{ou} \qquad U_0 + V_{s0}\sin\theta_0 = 0.$$

Dans cet écoulement de la veine cylindrique de rayon j, on a

$$U_0 = \frac{dZ}{dt} = \text{Cte}.$$

A l'instant t de la collision de la molécule superficielle du jet de rang p supposée marquée, avec la molécule marquée $p+1$, celle-ci prend la vitesse tangentielle $ds/dt = V_{s0}$ sur l'intersurface du bassin, la normale à celle-ci faisant avec l'axe de la veine un angle θ_0. Sitôt après, la molécule superficielle du jet de rang $p-1$ entre en collision avec la molécule mar-

quée p qui vient de céder sa quantité de mouvement à la molécule marquée $p + 1$ et ainsi de suite.

S'il en est ainsi, ce sont les molécules de la couche capillaire du jet qui forment le flux moléculaire de l'intersurface du bassin. Soit alors M, de coordonnées semi-polaires R et θ, le centre de gravité à l'instant t d'une molécule superficielle du bassin, et $V_s = ds/dt = R(d\theta/dt)$ la vitesse tangentielle de cette molécule.

Soit O_1 le centre des coordonnées rectangulaires repéré, intersection de la normale en M avec l'axe O_z de la veine orienté vers le bas. Les coordonnées rectangulaires de M dans le plan vertical axial sont

$$x = R\sin\theta, \qquad z = R\cos\theta.$$

Les molécules superficielles du parallèle $R\sin\theta$ ont une masse $ma.2\pi R\sin\theta$. La quantité de mouvement qu'elles possèdent provient de celle détenue par les molécules du périmètre d'impact. Et l'on a

$$ma.2\pi j U_0 = ma.2\pi j \frac{dZ}{dt} = -ma.2\pi R, \qquad V_s = -ma.2\pi R\sin\theta \frac{ds}{dt},$$

c'est-à-dire

$$j\frac{dZ}{dt} + R^2\frac{d\theta}{dt}\sin\theta = 0; \qquad \text{comme} \quad R\sin\theta\, d\theta = dz;$$

$$j\frac{dZ}{dt} + R\frac{dz}{dt} = 0 \qquad \text{ou} \qquad jU_0 + RV_z = 0.$$

Mais

$$dt = \frac{dZ}{U_0} = \frac{ds}{V_s} = \frac{R\,d\theta}{V_s} = \frac{dz}{V_z} = \frac{dz}{V_s\sin\theta}$$

ou

$$\frac{R\,d\theta}{V_s} = \frac{dz}{V_s\sin\theta} \qquad \text{ou} \quad dz = R\sin\theta\, d\theta, \qquad dz = R\, d\cos\theta.$$

Or

$$dz = d(R\cos\theta), \qquad \text{d'où} \qquad R = \text{Cte}.$$

On en déduit qu'au voisinage de l'impact de la veine, l'intersurface est une zone sphérique dont le centre est fixe à l'origine des coordonnées. On en conclut dans le cadre des hypothèses de départ que :

1° La composante verticale de la vitesse méridienne d'une molécule marquée à l'intersurface du bassin est ascendante et constante; elle est proportionnelle à la courbure de la zone, à la vitesse linéaire et au rayon de la veine.

2° Le flux moléculaire superficiel du bassin est constant.

3° La somme algébrique des vitesses aérolaires de la veine et du bassin est nulle.

4° L'écoulement superficiel moléculaire du bassin satisfait au principe de la continuité comme celui du débit en volume. Ce n'est pas la même molécule marquée qui suit une méridienne, mais tout se passe comme si elle était la même.

5° L'écoulement superficiel du bassin se produit suivant une surface de révolution dont l'aire est minimale.

6° Les molécules qui se déplacent à la surface du bassin sont celles de la couche capillaire de la veine. Tout se passe comme si la percussion dépouillait la veine de sa légère pellicule superficielle. Pour la vérification expérimentale, on a cinématographié à 80 images/s la percussion en eau limpide d'une veine d'eau de 0,1 mm colorée à la gouache. On observe bien la présence à l'intersurface d'une pellicule colorée qui se termine par un anneau à section spirale.

La présente Note sur la cinématique moléculaire de surface précise ainsi en la confirmant une Note antérieure d'hydrodynamique sur la conservation de l'énergie superficielle d'une veine d'eau percutant un plan d'eau.

(*) Séance du 29 février 1960.

HYDRAULIQUE. — *Recherches sur l'action relative de la houle et du vent.* Note de MM. **Jean Larras** et **Albert Claria**, transmise par M. Léopold Escande.

Exposé des résultats d'une première série d'expériences effectuée en soufflerie pour déterminer les coefficients de pression sur la surface d'une ondulation d'onde.

1. La répartition des pressions du vent relatif sur la surface instantanée, momentanément figée, de la houle cylindrique simple présente le plus vif intérêt pour l'étude mathématique de la formation et du développement de la houle sous l'action du vent.

Motzfeld a tenté d'en établir expérimentalement les lois au cours d'essais en soufflerie à l'Institut Kaiser-Wilhelm de Göttingen en 1937 [1], puis Thijsse au cours d'essais dans un courant d'eau rectiligne uniforme au Laboratoire d'Hydraulique de Delft en 1952 [2].

Nous l'avons tenté à notre tour au cours d'essais en soufflerie à l'École Nationale Supérieure d'Électrotechnique, d'Électronique et d'Hydraulique de Toulouse en 1959.

2. Nous avons représenté la surface momentanément figée de la houle par un modèle en bois verni de 1,00 m de long dans la veine d'une soufflerie de 80 ch de 2,40 m de diamètre, entre deux joues de guidage distantes de 0,80 m. Le rôle de ces joues est de maintenir sur le modèle un écoulement plan parallèle en lui donnant les propriétés de l'allongement infini.

Le modèle comportait cinq ondulations identiques de longueur d'onde $2\,L = 0{,}20$ m sur les deux faces, de façon à ne pas introduire d'erreurs appréciables sur l'incidence d'attaque du vent ($I = 0^0$) et, par suite, dans les mesures de pression effectuées le long de l'ondulation centrale.

Le modèle avait une surface vernissée en forme d'une trochoïde, comme la surface libre de la houle cylindrique simple parfaitement pure [3] avec des ondulations de creux $2\,h = 10$ mm (cambrure 5 %).

Nous avons utilisé 21 prises de pression équidistantes de 10 mm, d'un bout à l'autre de l'ondulation centrale, le long d'une bande métallique de 3 cm de large encastrée dans le bois et parfaitement arasée par rapport à lui.

Nous avons contrôlé, d'autre part, le bon écoulement de l'air le long de la maquette au moyen de quatre prises supplémentaires situées de part et d'autre de l'ondulation centrale [4].

3. Nos essais ont montré que la pression du vent sur la surface libre de la houle momentanément figée valait (à quelques pour-cent près).

$$p = K\frac{\varpi}{2g}V_0^2, \qquad \text{avec} \qquad K = \left(\frac{V}{V_0}\right)^2,$$

V_0, vitesse à l'infini amont;

V, vitesse au point considéré;
ϖ, poids volumique de l'air
pour six vitesses de vent (relatif) V_0 comprises entre 11,1 et 37,4 m/s avec

$K = 0,88$	pour	$x = 0,0 \times 2L$	
1	»	$0,2 \times 2L$	
1,34	»	$0,4 \times 2L$	
1,47	»	$0,5 \times 2L$	(crête)
1,34	»	$0,6 \times 2L$	
1,01	»	$0,8 \times 2L$	
0,89	»	$1 \times 2L$	(creux)

x, distance de la prise de pression au creux amont.

Nos essais concluent donc à la répartition presque symétrique des pressions du vent sur la surface libre de part et d'autre des crêtes alors qu'il y avait répartition dissymétrique, malgré la symétrie de la surface libre, dans les essais de Motzfeld et de Thijsse. Mais la dissymétrie constatée par ces deux auteurs provenait peut-être d'une trop forte cambrure de houle ([5]) et plus probablement d'une orientation différente de l'incidence nulle du modèle par rapport à la direction générale du vent à l'infini (faute de l'égalisation parfaite des débits qui résulte de l'emploi d'une maquette image symétrique de la maquette de mesure).

Nos essais concluent par ailleurs à l'existence de plus fortes dépressions sur les crêtes que de surpressions dans les creux. Ces résultats s'apparentent à ceux de Motzfeld et de Thijsse sur le plan qualitatif, mais il s'en écartent sur le plan quantitatif (sous la forme, surtout, d'un déplacement du zéro) pour les mêmes raisons sans doute que celles déjà signalées précédemment pour la dissymétrie des pressions de part et d'autre des crêtes.

(1) *Z. Angew. Math. u Mech.*, cahier 4, août 1937.

(2) *Gravity Waves*, Circ. 521 Nat. Bureau of Standards, Depart. of Commerce, U. S. A., 1952.

(3) Il n'est à vrai dire pas possible de parler de houle cylindrique simple parfaitement pure en présence du vent, mais celui-ci ne modifie pas la forme de la surface libre d'une façon qui influe notablement sur les conditions d'écoulement, et sur la répartition des pressions, du vent en surface.

(4) 2e creux, 2e crête, 4e crête, 5e creux (en partant de l'amont, et en considérant le bord d'attaque du modèle comme le 1er creux).

(5) $2L = 0,15$ m, $2h = 14,5$ mm. Cambrure voisine de 10 %, supérieure aux cambrures usuelles des lames de tempête.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur quelques spectres de nébuleuses obtenus à l'aide de la caméra électronique.* Note de Mlle **Marguerite Chopinet** et Mme **Renée Duflot**, présentée par M. André Danjon.

Nous avons obtenu à l'Observatoire de Haute-Provence, des spectres de nébuleuses galactiques et extragalactiques. Le dispositif utilisé comprend la caméra électronique de A. Lallemand adaptée au télescope de 120 cm. Les caractéristiques optiques de l'ensemble ont déjà été décrites (1). Durant cette dernière mission (décembre 1959-janvier 1960) nous avons réalisé un très bon vide dans le tube électronique, vide bien supérieur à celui que nous avions observé auparavant. Par suite, la sensibilité des photocathodes s'est avérée presque constante et les spectres obtenus présentent une tache ionique tout à fait négligeable.

Nous décrivons ici certains des spectres étudiés dans ces conditions.

a. Nébuleuses planétaires. — 1° La nébulosité de NGC 1514 a été peu observée parce que très faible : sa magnitude globale est 10,8, mais elle est relativement étendue 2′ × 1′,5. Sur un cliché de 30 m pris avec la caméra électronique, nous trouvons, en émission, les raies [O III] 5 007 et 4 959 et H_β (coupée en partie par un défaut de la plaque). Cette dernière raie est particulièrement faible par rapport à celles de [O III]. Une pose de 4 h sur 103 *a*F fait seulement apparaître 5 007, une trace de 4 959 et H_α, très fine au milieu de la raie d'absorption du noyau. H_α n'apparaît pas sur le cliché électronique pour la raison que nous expliquerons plus loin; mais l'absence totale de H_β sur le cliché normal indique un décrément de Balmer particulièrement grand.

2. NGC 2 371-2 fait également partie des nébuleuses planétaires à faible brillance de surface : magnitude globale, 13,0; diamètre apparent, 1′ × 0′,5. La caméra électronique donne en 10 m les raies de [O III] 5 007 et 4 959, H_β, He II 4 686, [A IV] 4 740 et 4 711 et H_γ. En 30 m, on voit de plus H_α, He II 5 411, [O III] 4 363, He II 4 542 (trace) et enfin H_δ dans la partie du spectre qui n'est plus au point. Sur un cliché ordinaire de 4 h 30 m sur 103 *a*F, He II 5 411 ne figure pas, mais on trouve la partie rouge du spectre avec H_α, [N II] 6 584 et 6 548, [S II] 6 731 et 6 717.

3. Le spectre du noyau de NGC II 1 747 (m_{pg} = 15,0) apparaît sur un cliché de 15 m : spectre continu faible auquel viennent s'ajouter deux intenses régions d'émission : 5 802-5 812 de C IV et la large bande signalée par Wright entre 4 640 et 4 700, due très probablement à C III, C IV, N III et He II. Le spectre nébulaire, entre les raies de l'hydrogène, montre He I 5 876, [O III] 5 007, 4 959 et 4 363, He II 4 686.

Des mesures de vitesses radiales seront faites ultérieurement sur ces clichés.

b. Nébuleuses extragalactiques. — Nous avons observé principalement

les nébuleuses en émission NGC 1 068 et NGC 2 782; ces galaxies figurent dans une liste de nébuleuses particulières donnée par Seyfert en 1943 (²).

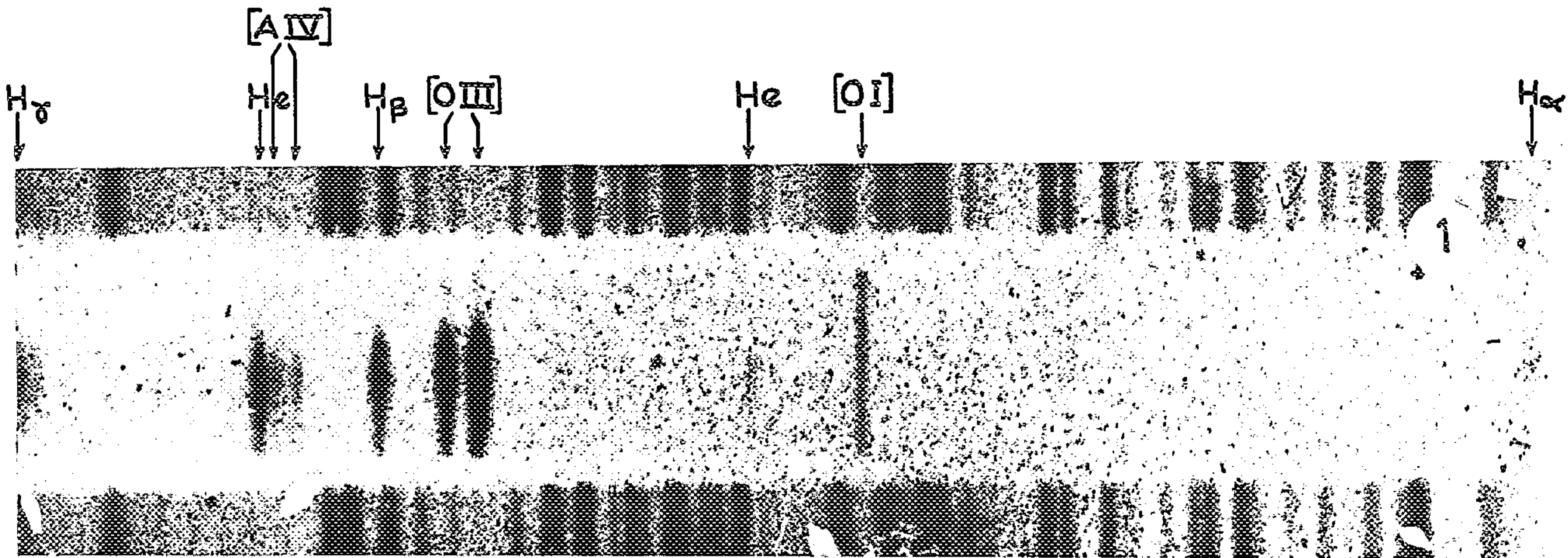
La nébuleuse NGC 1 068 a une magnitude photographique globale de 10,0 et une magnitude visuelle globale égale à 8,9. Son diamètre apparent est de 2',5 × 1',7. Le cliché ci-contre a été obtenu en 5 minutes de pose. On voit que les raies H_β, 4 959 [O III] et 5 007 [O III] sont très larges (130 μ sur la plaque, soit 1 500 km/s en moyenne). La cause de cet élargissement est encore inconnue à l'heure actuelle. On distingue d'autres raies en émission, telle 4 686 He II et la raie du ciel nocturne 5 577 [O I]. Sur le cliché original de nombreuses raies d'absorption fines sont visibles.

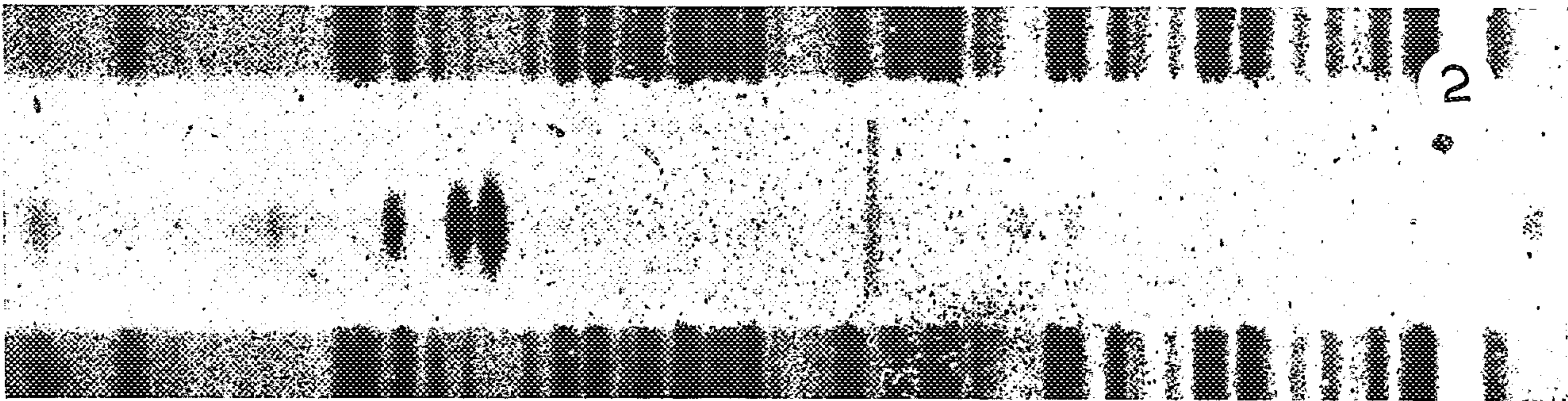
Le spectre de la nébuleuse NGC 2 782 a été obtenu en 15 minutes de pose. Sa magnitude photographique est 12,4, son diamètre apparent est assez faible (environ 1',8 × 1',8, d'après le catalogue Becvar). Les raies d'émission sont fines et très inclinées, ce qui traduit une importante vitesse de rotation. Nous nous proposons de mesurer cette vitesse et d'en déduire la masse de la galaxie. La prise de ce cliché nous a permis d'apprécier le grand avantage de la méthode électronique sur la photographie classique. En effet, une pose de 5 h 15 m sur une plaque 103 *a*F n'a donné aucun résultat dans le domaine spectral précédemment cité; on y observe, par contre, les raies H_α et [N II] : ces raies n'ont pu être mises en évidence avec la caméra électronique; ceci s'explique simplement par le manque de sensibilité dans le rouge du lot de photocathodes utilisées.

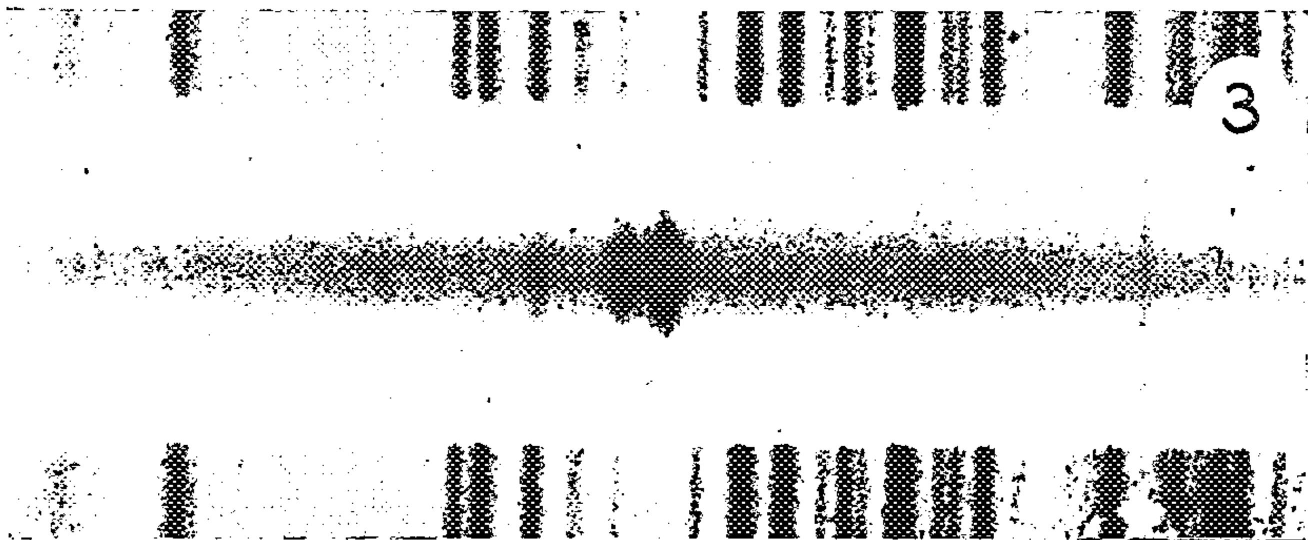
Ce fait ne constitue pas un inconvénient puisqu'on sait fabriquer à l'Observatoire de Paris des couches sensibles dans le rouge. Il serait très intéressant de comparer les vitesses de rotation données par les diverses raies d'une même nébuleuse. Le domaine des raies d'absorption H et K doit également être exploré électroniquement; l'optique du spectrographe E, actuellement associé à la caméra électronique n'est pas corrigée dans ce domaine spectral. Un nouveau spectrographe, adaptable au foyer coudé du télescope de 193 cm permettra de faire l'étude spectrale des nébuleuses entre 3 700 et 5 200 Å.

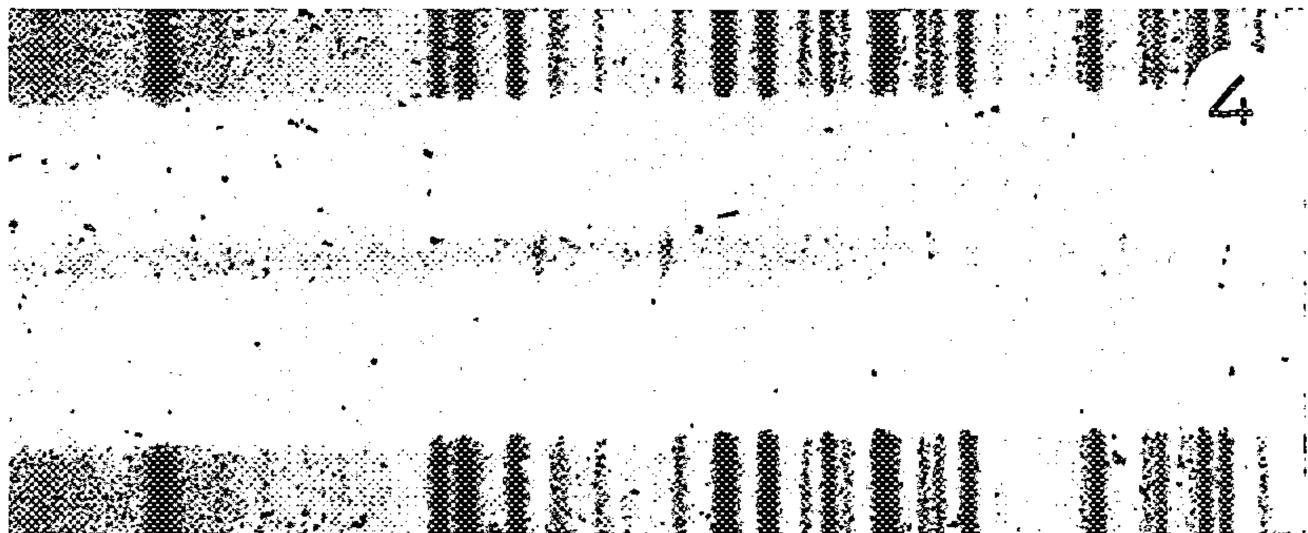
Ce travail a été exécuté avec la collaboration de MM. José Daguillon et Robert Duflot.

(¹) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2342.
(²) *Ap. J.*, 97, 1943, p. 28.









Spectres de nébuleuses photographiés avec la Caméra Electronique

1 : Nébuleuse planétaire NGC 2371-2

2 : Nébuleuse planétaire NGC II 1747

3 : Nébuleuse extragalactique NGC 1068

4 : Nébuleuse extragalactique NGC 2782

RELATIVITÉ. — *Sur les équations de mouvement en théorie de Jordan-Thiry, par la méthode du tenseur impulsion-énergie.* Note de Mme **Aline Surin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cette Note a pour but d'expliciter certains résultats affirmés dans la précédente (1). Nous emploierons les mêmes notations. Nous voulons établir les équations de mouvement de N domaines intérieurs, en utilisant les équations de champ du cas intérieur.

1. *Développements limités des* $\gamma_{\alpha\beta}$. — Rappelons les hypothèses faites :

1° $\gamma_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + O(\lambda)$ ($\lambda = 1/c$, $\mu, \nu, \alpha, \beta = 0, 1, 2, 3, 4$), où $\eta_{\mu\nu}$ est défini par

$$\eta_{i'j'} = -\delta_{i'}^{j'} \quad (i', j' = 0, 1, 2, 3), \qquad \eta_{44} = \delta_4^4.$$

2° Le champ est quasi galiléen : les $\gamma_{\mu\nu}$ admettent un développement limité suivant les puissances de λ^2.

3° Le champ a un comportement asymptotique euclidien. Du développement de $\gamma_{\mu\nu}$ en première approximation $[\eta_{\mu\nu} + \alpha_{\mu\nu}\lambda^p + O(\lambda^{p+1})]$, on déduit celui de $\gamma^{\mu\nu}$ en utilisant la relation $\gamma_{\mu\rho}\gamma^{\rho\nu} = \delta_\mu^\nu$.

Les équations de champ dans le cas intérieur s'écrivent

$$\Theta^{\alpha\beta} = S^{\alpha\beta}\sqrt{\gamma} \qquad (\Theta^{\alpha\beta} \equiv T^{\alpha\beta}\sqrt{\gamma}),$$

$S^{\alpha\beta}$ étant le tenseur conservatif d'Einstein.

Après un calcul classique de $\sqrt{\gamma}\,S^{\alpha\beta}$ en coordonnées isothermes et un calcul direct de $\Theta^{\alpha\beta}$ [déterminé dans une précédente Note (2)], les équations de champ du cas intérieur s'écrivent

$$(\mathrm{I}) \quad \left\{ \begin{array}{ll} -\Delta\Gamma^{44} = 16\pi G\rho\lambda^2 + O(\lambda^4), & -\Delta\Gamma^{00} = 4\pi\left(\dfrac{\mu^2}{\rho}\right)\lambda^2 + O(\lambda^4), \\ -\Delta\Gamma^{A4} = 16\pi G\rho\dot{x}^A\lambda^3 + O(\lambda^5), & -\Delta\Gamma^{04} = -8\pi\sqrt{G}\,\mu\lambda^2 + O(\lambda^4), \\ \Delta\Gamma^{AB} = O(\lambda^4), & -\Delta\Gamma^{0A} = 8\pi\sqrt{G}\,\mu\dot{x}^A\lambda^3 + O(\lambda^5). \end{array} \right.$$

Désignons par U le potentiel newtonien créé par l'ensemble des N domaines intérieurs, au point considéré :

$$\Delta U = -4\pi G\rho.$$

Désignons de même par V, W, P^A, Q^A les potentiels satisfaisant respectivement aux équations

$$\Delta V = 4\pi\mu, \qquad \Delta W = -4\pi\frac{\mu^2}{\rho}, \qquad \Delta P^A = 4\pi\mu\dot{x}^A, \qquad \Delta Q^A = -4\pi G\rho\dot{x}^A.$$

Nous désignerons par U_s, V_s, W_s, P_s^A, Q_s^A, les potentiels créés respectivement par le $s^{\text{ième}}$ corps, au point considéré.

En vertu des hypothèses rappelées au début et des développements (I),

on peut conclure

$$(\mathrm{I}')\quad \begin{cases} \Gamma^{44} = 1 + 4\mathrm{U}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), & \Gamma^{00} = -1 + \mathrm{W}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), \\ \Gamma^{4\mathrm{A}} = 4\mathrm{Q}^{\mathrm{A}}\lambda^3 + \mathrm{O}(\lambda^5), & \Gamma^{04} = -2\sqrt{\mathrm{G}}\,\mathrm{V}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), \\ \Gamma^{\mathrm{AB}} = -\delta_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} + \mathrm{O}(\lambda^4), & \Gamma^{0\mathrm{A}} = -2\sqrt{\mathrm{G}}\,\mathrm{P}^{\mathrm{A}}\lambda^3 + \mathrm{O}(\lambda^5). \end{cases}$$

Étant donnés les développements (I′) et les hypothèses faites au début, on peut poser ([3])

$$(\mathrm{II})\quad \begin{cases} \gamma_{44} = 1 + \alpha_{44}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), & \gamma_{00} = -1 + \alpha_{00}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), \\ \gamma_{4\mathrm{A}} = \alpha_{4\mathrm{A}}\lambda^3 + \mathrm{O}(\lambda^5), & \gamma_{04} = \alpha_{04}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), \\ \gamma_{\mathrm{AB}} = -\delta_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}} + \alpha_{\mathrm{AB}}\lambda^2 + \mathrm{O}(\lambda^4), & \gamma_{0\mathrm{A}} = \alpha_{0\mathrm{A}}\lambda^3 + \mathrm{O}(\lambda^5). \end{cases}$$

Par comparaison de (I′) et (II), on déduit que les développements (II) sont bien déterminés par

$$(\mathrm{III})\quad \begin{cases} \mathrm{W} = \alpha_{44} - 2\alpha_{00}, & \alpha_{0\mathrm{A}} = 2\sqrt{\mathrm{G}}\,\mathrm{P}^{\mathrm{A}}, \\ 4\mathrm{U} = \alpha_{00} - 2\alpha_{44}, & \alpha_{04} = -2\sqrt{\mathrm{G}}\,\mathrm{V}, \\ 3\alpha_{\mathrm{AB}} = \delta_{\mathrm{A}}^{\mathrm{B}}(\mathrm{W} - 4\mathrm{U}), & \alpha_{4\mathrm{A}} = 4\mathrm{Q}^{\mathrm{A}}. \end{cases}$$

2. *Équations de mouvement en première approximation par la méthode du tenseur impulsion-énergie* ([4]). — $S^{\alpha\beta}$ étant conservatif, on a

$$\mathrm{D}_\alpha\left(\frac{\Theta_{\mathrm{A}}^{\alpha}}{\sqrt{\gamma}}\right) = 0.$$

Ce sont les équations de mouvement en un point de densité de matière ρ et de densité de charge μ. Elles peuvent s'écrire

$$(1)\quad \frac{d}{dt}\Theta_{\mathrm{A}}^{4} = \frac{c}{2}\Theta^{\alpha\beta}\,\partial_{\mathrm{A}}\gamma_{\alpha\beta}.$$

Elles se traduisent en première approximation par

$$(2)\quad \boxed{\rho\frac{d^2x^{\mathrm{A}}}{dt^2} = \frac{2}{3}\left(\frac{1}{8\mathrm{G}}\frac{\mu^2}{\rho} + \frac{\rho}{4}\right)\partial_{\mathrm{A}}(2\mathrm{U} + \mathrm{W}) + \rho\,\partial_{\mathrm{A}}\mathrm{U} + \mu\,d_{\mathrm{A}}\mathrm{V} + \mathrm{O}\left(\frac{1}{c^2}\right).}$$

En intégrant (2) sur le $k^{\text{ième}}$ domaine intérieur C_k, on obtient les équations de mouvement de C_k, en première approximation.

3. *Cas particulier : le domaine intérieur* C_k (*de masse* m_k *et de charge* e_k) *présente la symétrie sphérique.* — Désignons par G_k, de coordonnées $\left(\underset{k}{\xi}^{\mathrm{A}}\right)$, le centre de gravité de C_k. Les densités ρ et μ dépendent uniquement de r sur C_k (r étant la distance d'un point variable de C_k à G_k). On a alors

$$\int_{C_k} \rho(r)\,(x^{\mathrm{A}} - \underset{k}{\xi}^{\mathrm{A}})\,dv = 0.$$

D'où

$$\int_{C_k} \rho(r)\,\frac{d^2x^{\mathrm{A}}}{dt^2}\,dv = m_k\,\underset{k}{\ddot{\xi}}^{\mathrm{A}},$$

U_k étant uniquement fonction de r, on peut conclure

$$\int_{C_k} \rho(r)\,\partial_{\mathrm{A}}\mathrm{U}_k\,dv = 0.$$

Désignons par $\tilde{\partial}_A U_q$ la valeur de $\partial_A U_q$, au point G_k. En appliquant la formule des accroissements finis à $\partial_A U_q$, on trouve

$$\int_{C_k} \rho(r)\, \partial_A U_q\, dv = m_k \tilde{\partial}_A U_q.$$

En faisant d'autres remarques analogues, les équations de mouvement de C_k peuvent s'écrire

$$(3)\qquad m_k \ddot{\xi}^A_k = \sum_{q \neq k} \tilde{\partial}_A \left[\frac{2}{3}\left(\frac{1}{8G} \int_{C_k} \frac{\mu^2}{\rho}\, dv + \frac{m_k}{4} \right)(2U_q + W_q) + m_k U_q + e_k V_q \right] + O\left(\frac{1}{c^2}\right).$$

Dans le cas où μ/ρ est constant sur C_k, donc est égal à e_k/m_k, on a

$$\int_{C_k} \frac{\mu^2}{\rho}\, dv = \frac{(e_k)^2}{m_k}.$$

Les équations de mouvement de C_k s'écrivent alors

$$(4)\qquad \boxed{m_k \ddot{\xi}^A_k = \sum_{q \neq k} \tilde{\partial}_A \left[\frac{2}{3}\left(\frac{(e_k)^2}{m_k} + \frac{m_k}{4} \right)(2U_q + W_q) + m_k U_q + e_k V_q \right] + O\left(\frac{1}{c^2}\right).}$$

Nous remarquons que les équations de mouvement de C_k se traduisent par les équations de mouvement de G_k; elles ne dépendent pas du rayon de C_k, mais seulement de e_k et m_k.

Nous pouvons donc conclure que les équations (4) sont, en première approximation, *les équations de mouvement d'une particule matérielle* G_k [de coordonnées $\left(\xi^A_k\right)$, de masse m_k et de charge e_k], en présence de (N — 1) domaines C_q.

Dans le cas où les domaines C_q (de masse m_q, de charge e_q et de centre de gravité G_q) présentent aussi la symétrie sphérique :

$$U_q = \frac{G m_q}{r_q}, \qquad V_q = -\frac{e_q}{r_q}, \qquad W_q = \frac{(e_q)^2}{m_q} \frac{1}{r_q}.$$

En donnant à U_q, V_q et W_q les valeurs précédentes, on peut donc considérer que les équations (4) sont, en première approximation, *les équations de mouvement de* N *particules matérielles* G_s ($s = 1, \ldots, N$), de masse m_s et de charge e_s. Nous retrouvons les mêmes équations que celles obtenues par la méthode des singularités ([1]).

([1]) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2279.

([2]) A. Surin, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2304.

([3]) Les développements limites trouvés pour γ_{0A} et γ_{04} sont différents de ceux posés par F. Hennequin, *Thèse*, Gauthier-Villars, Paris, 1956, p. 68. En prenant, comme F. Hennequin, la notation $x^4 = t$ (au lieu de $x^4 = ct$, dans ce travail), nous trouvons

$$\gamma_{0A} = \alpha_{0A}\lambda^3 + O(\lambda^5), \qquad \gamma_{04} + \alpha_{04}\lambda + O(\lambda^2).$$

([4]) La méthode est celle employée par F. Hennequin, mais les résultats sont différents à cause des différences signalées dans ([3]).

ÉLECTRICITÉ. — *Décharge filiforme émise par une pointe fine portée à haute tension positive par rapport à un plan.* Note (*) de M. **Maurice Skowronek**, présentée par M. Gustave Ribaud.

1. *Introduction.* — Une pointe métallique est portée à une haute tension positive par rapport à un plan. Lorsque la tension monte, on observe la succession des phénomènes suivants : des impulsions brèves et séparées, puis des impulsions suivies d'un train d'impulsions rapprochées et plus petites et la formation de canaux de décharge; l'effet couronne continu apparaît enfin; cette couronne se traduit par une luminescence entourant la pointe et ne s'étendant qu'à quelques millimètres. Le courant atteint une centaine de microampères après quoi le claquage survient. L'étude du claquage montre qu'il est précédé de décharges pilote, bien canalisées et très rapides (10^8 cm/s) [1]. Notre travail a consisté à stabiliser le régime précédant habituellement le claquage. Au lieu de canaux fugitifs, nous obtenons en permanence une décharge rectiligne fine. Le claquage ne se produit plus. Ce régime permet de passer sans discontinuité de courants de l'ordre de 100 μA à ceux de plusieurs centaines de milliampères. Nous ne sommes alors limités que par la puissance des générateurs et la fusion des pointes.

Ce phénomène est aisément obtenu avec des pointes dont le rayon de courbure à l'extrémité est inférieur à 50 μ.

2. *Dispositif d'obtention des jets filiformes de gaz ionisés.* — On remplace le plan précédent par un système d'anneaux qui permet le passage du jet de gaz et sa prolongation sur 3 ou 4 cm. Les pointes utilisées sont en tungstène; leur rayon de courbure est en général inférieur à 1 μ; les pointes les plus fines atteignent 0,3 μ. Elles sont obtenues par polissage électrolytique à partir de tiges de 1,5 mm de diamètre; leur surface est donc bien lisse et brillante. Les valeurs des résistances R_0, R_1, R_2 (*fig.* 1) sont déterminées par tâtonnement; elles dépendent de la nature du gaz et de la pression pour chaque gaz. En pratique, nous conservons les mêmes valeurs pour un gaz déterminé. Les résistances ont une valeur de plus en plus élevée quand on passe de l'hydrogène, à l'air et à l'argon. Les gaz étudiés n'ont pas été spécialement purifiés : ce sont des gaz industriels.

Seule la pointe A est vraiment fine; la forme de l'électrode collectrice D n'a que peu d'importance. On peut d'ailleurs supprimer D; à ce moment, le jet lumineux de gaz ionisé s'évanouit dans l'espace. Tout l'ensemble A, B, C, D (*fig.* 1) est enfermé dans une enceinte de laiton dans laquelle la pression peut être variée de 10^{-2} mm Hg à 10 kg/cm^2. Le dispositif électrique est naturellement isolé de l'enceinte par un cylindre de silice. Des sorties étanches, isolées à la haute tension, et résistantes à la température jusqu'à 400° permettent de faire les mesures et d'introduire

les tensions. Des fenêtres planes et optiquement traitées assurent la prise de photographies et de spectrogrammes. L'observation du phénomène au télémicroscope a confirmé que toute la décharge passe bien par l'extrémité la plus fine de la pointe et qu'elle ne recouvre pas la pointe. Le diamètre

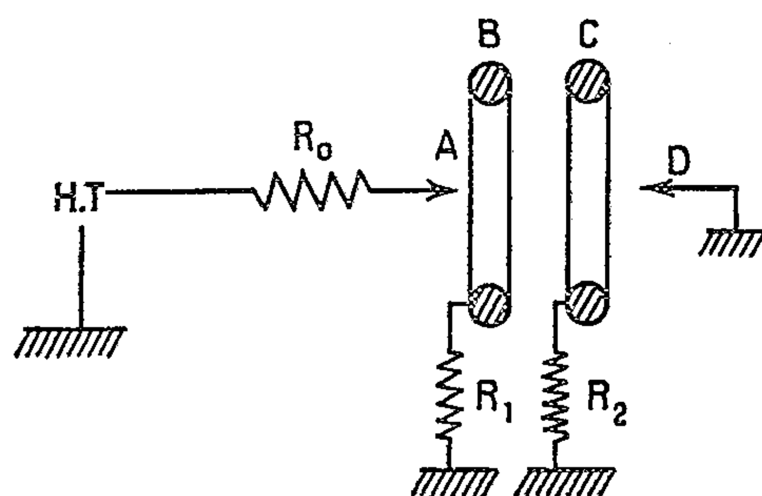


Fig. 1.

de la décharge en avant de la pointe est évalué à 10 μ (*fig.* 2). Une circonstance favorable nous en a administré la preuve : pour des courants élevés (10 mA) dans l'hydrogène, la pointe s'étire sous les effets conjugués

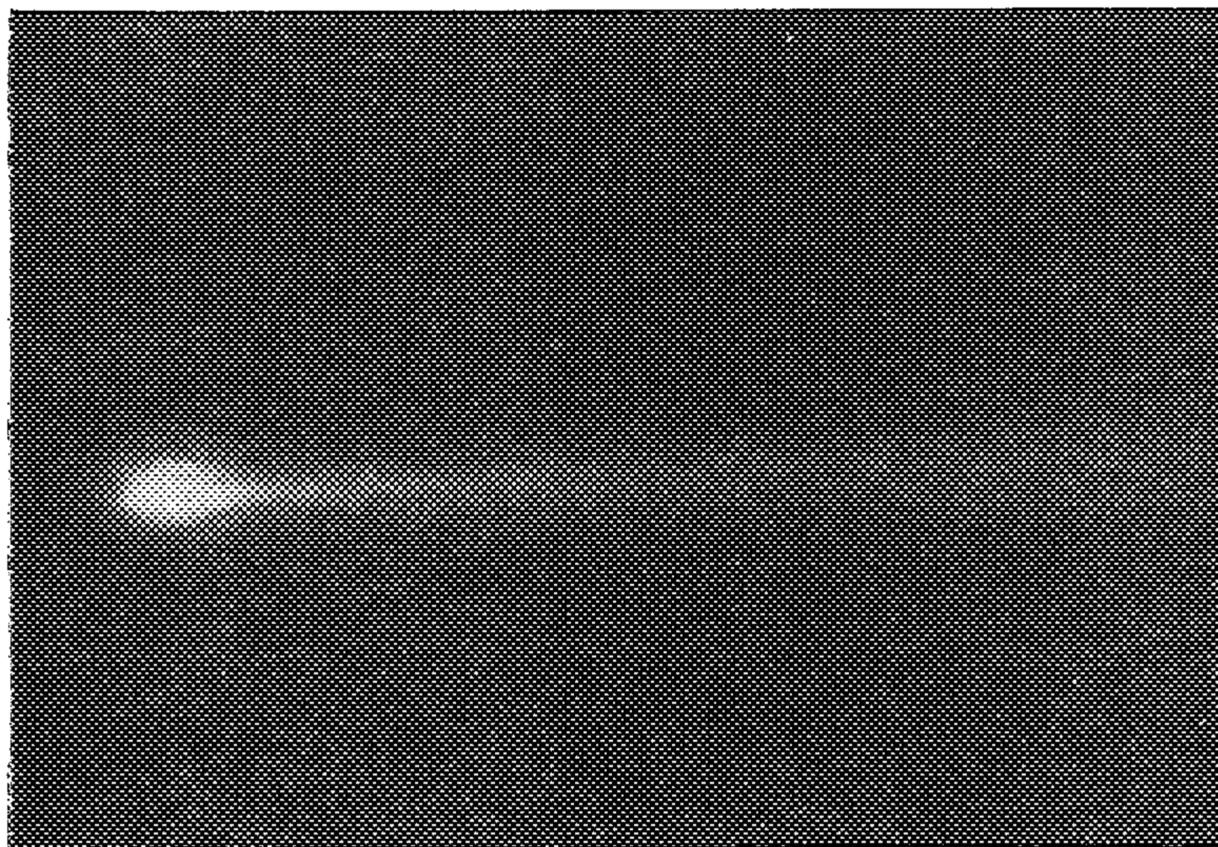


Fig. 2.

de la chaleur qui ramollit le métal et de la force exercée par le champ électrique; on peut suivre alors la lumière qui se déplace avec la pointe.

3. *Pincement des lignes de force.* — Nous avons réalisé une cible comportant cinq zones concentriques isolées les unes des autres (*fig.* 3). La pointe est sur l'axe de l'ensemble à 1 cm du plan des anneaux.

Un commutateur permet de mesurer successivement le courant qui passe dans chacune des zones. Pour une même pointe, nous obtenons soit l'effet couronne normal, soit le jet pincé en variant légèrement le courant.

Le courant total pour lequel on passe d'un régime à l'autre est inférieur à 15 μA. Dans cette disposition la tension est environ 7 kV, le courant dans le régime pincé est supérieur à 20 μA. Le résultat principal réside dans la distribution radiale du courant (*fig.* 4). Les courbes indiquent l'intensité par centimètre carré qui passe dans chaque zone. On a ramené à une valeur arbitraire 100 celle qui passe dans la zone centrale. La courbe A

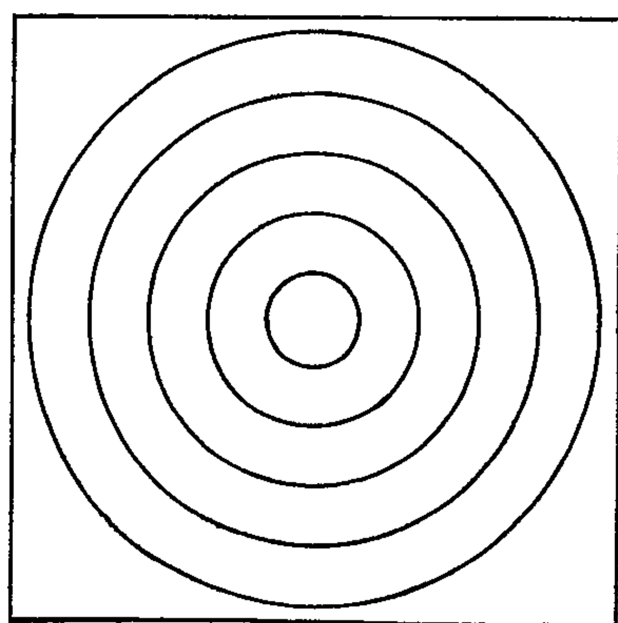


Fig. 3.

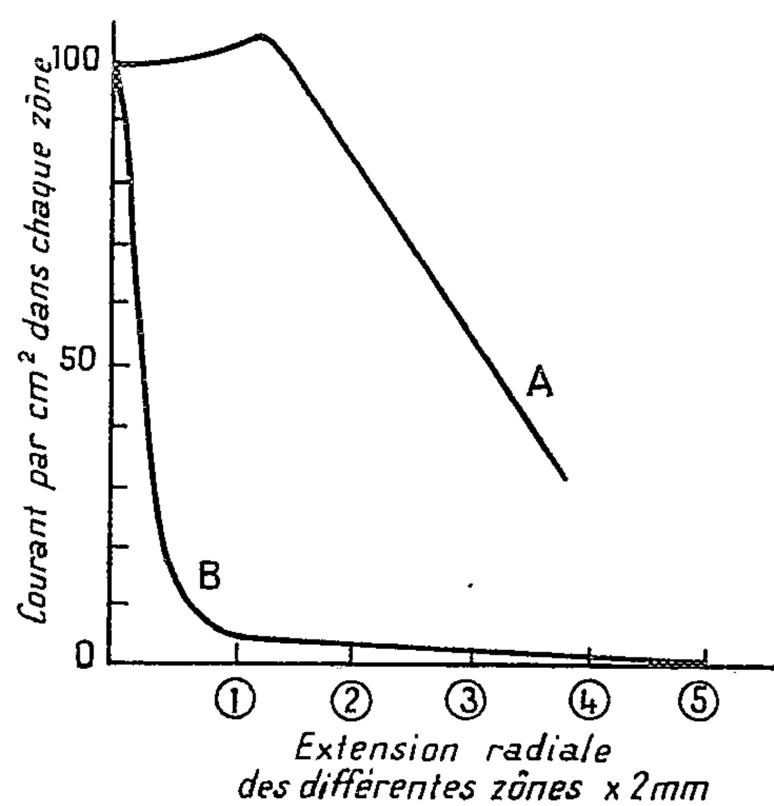


Fig. 4.

est relative à l'effet couronne ordinaire. La courbe B concerne le régime de jet filiforme. Le courant n'est donc pas transporté de la même manière dans un cas et dans l'autre.

Le régime B est donc causé par une forte concentration des ions; dès qu'on atteint cette concentration, le canal se forme et reste stable. Cette formation s'accompagne toujours d'une augmentation de courant.

Dans une prochaine publication, nous examinerons quelques propriétés de cette décharge.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) L. B. Loeb, *Basic processes of gaseous Electronics.*

(*Laboratoire des Hautes Tensions, Bellevue.*)

ÉLECTRICITÉ. — *Étouffement de la contre-émission dans l'air comprimé. Application aux générateurs de haute tension et aux électrofiltres.* Note rectificative de M. **Nguyen-Trinh-Dzoahn**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans notre récente Note [1], figure à la 24e ligne la formule suivante :

$$I_{\text{avec C.E.}} = I_{\text{sans C.E.}} \frac{\sqrt{\tau} - 1}{\sqrt{\tau} + 1}, \tag{1}$$

or il fallait lire

$$I_{\text{avec C.E.}} = I_{\text{sans C.E.}} \frac{1 - \sqrt{\tau}}{1 + \sqrt{\tau}}$$

car nous avons désigné par τ (taux de contre-émission) le rapport du courant de contre-émission J_2 dû à l'émission de la couche isolante sur la paroi interne du cyclindre périphérique, au courant excitateur J_1, dû à l'émission du fil axial. Dans ces conditions :

$\tau = k_+\rho_+/k_-\rho_-$ quand le fil axial est porté au potentiel négatif (k_-, ρ_- sont respectivement la mobilité et la charge d'espace relatives aux ions négatifs);

$\tau = k_-\rho_-/k_+\rho_+$ quand le fil axial est porté au potentiel positif (k_+, ρ_+ sont respectivement la mobilité et la charge d'espace relatives aux ions positifs);

$0 \leqq \tau \leqq 1$.

Cette définition a été prise antérieurement à l'envers, pour la commodité du calcul, par certains auteurs [2]. Il nous semble donc utile de la rectifier pour éviter des malentendus. A l'avenir, une notation cohérente sera adoptée.

(1) Nguyen-Trinh-Dzoanh, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1001.

(2) M. Pauthenier, R. Cochet et J. Dupuy, *Comptes rendus*, 143, 1956, p. 1606.

MAGNÉTISME. — *Influence de la porosité sur la largeur de la courbe d'absorption du grenat d'yttrium pur et substitué par* Cr *et* Al. Note (*) de MM. **Roger Vautier** et **André-Jean Berteaud**, transmise par M. Louis Néel.

La largeur ΔH_a de la courbe de résonance diminue avec la porosité pour le grenat pur et pour les grenats substitués par Cr ou Al. A porosité égale, Al diminue ΔH_a, Cr augmente ΔH_a.

Dans une Note précédente [1], nous avons signalé l'existence d'un minimum de largeur ΔH_a des courbes d'absorption des composés substitués $(5 - x)\ Fe_2O_3$, $x\ Cr_2O_3$, $3\ Y_2O_3$ en fonction de x. Dans les conditions de préparation utilisées, ce minimum avait lieu pour $x = 0,3$, et nous avions suggéré que son existence pouvait s'expliquer par celle d'un maximum de densité pour la même composition.

Nous rendons compte ci-dessous des nouveaux résultats que nous avons obtenus en ce qui concerne l'influence de la porosité sur la largeur ΔH_a.

Les échantillons précédemment étudiés [1] (courbe 1350° C, *fig.* 1) ont

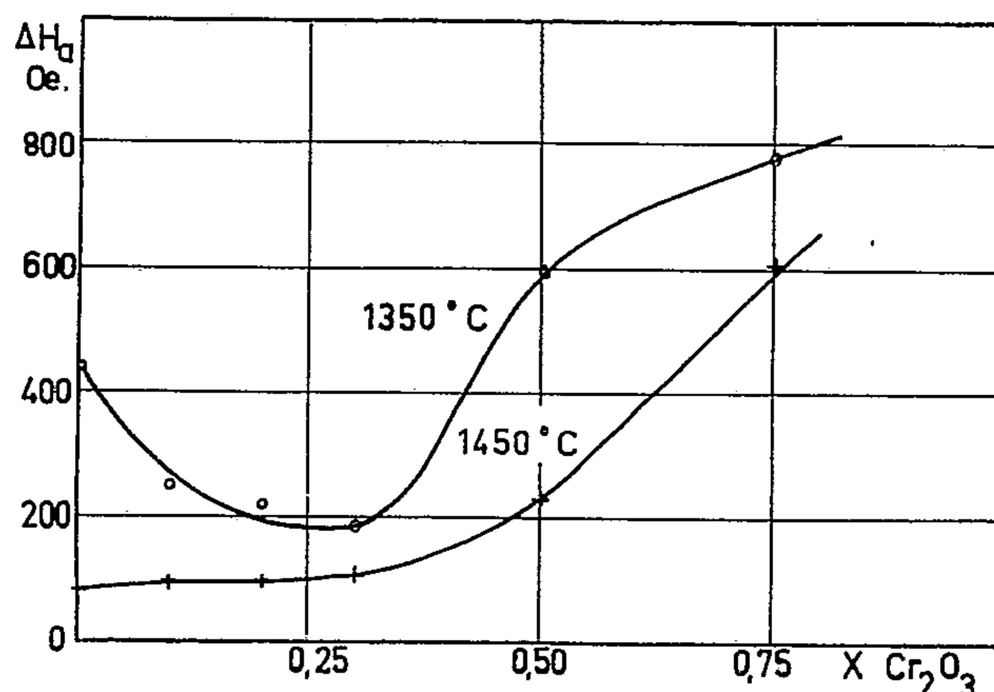


Fig. 1.

subi un nouveau traitement thermique de 4 h, à 1450° C, en atmosphère d'oxygène. On constate la disparition du minimum (courbe 1450° C, *fig.* 1), ΔH_a croissant continûment avec x. Dans les deux cas, pour $x > 0,3$, l'augmentation de ΔH_a est très rapide, ce qui semble correspondre à l'existence d'une deuxième phase signalée par G. Villers et J. Loriers [2]. La figure 2 montre l'augmentation de la densité relative (rapport de la densité apparente à la densité théorique) obtenue par le recuit à 1450° C.

La figure 3 rend compte d'une étude systématique de l'influence de la porosité sur ΔH_a pour le grenat d'yttrium pur, et pour le grenat d'yttrium dans lequel on a substitué à 0,3 mol de Fe_2O_3, soit 0,3 mol de Cr_2O_3, soit 0,3 mol de Al_2O_3. Les différents échantillons ont été préparés par

coprécipitation, et chacun étant traité 4 h en atmosphère d'oxygène, les différentes densités ont été obtenues en variant la température du traitement entre 1200 et 1400° C. Les points correspondant à la densité relative de 0,97 ont été obtenus en faisant subir aux échantillons traités à 1400° C un nouveau traitement à 1450° C.

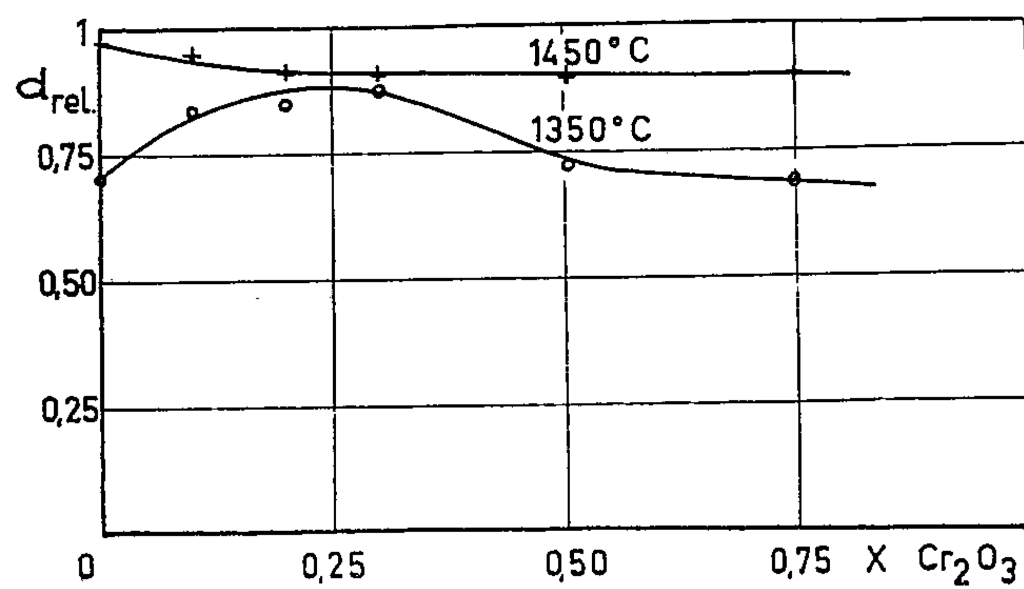


Fig. 2.

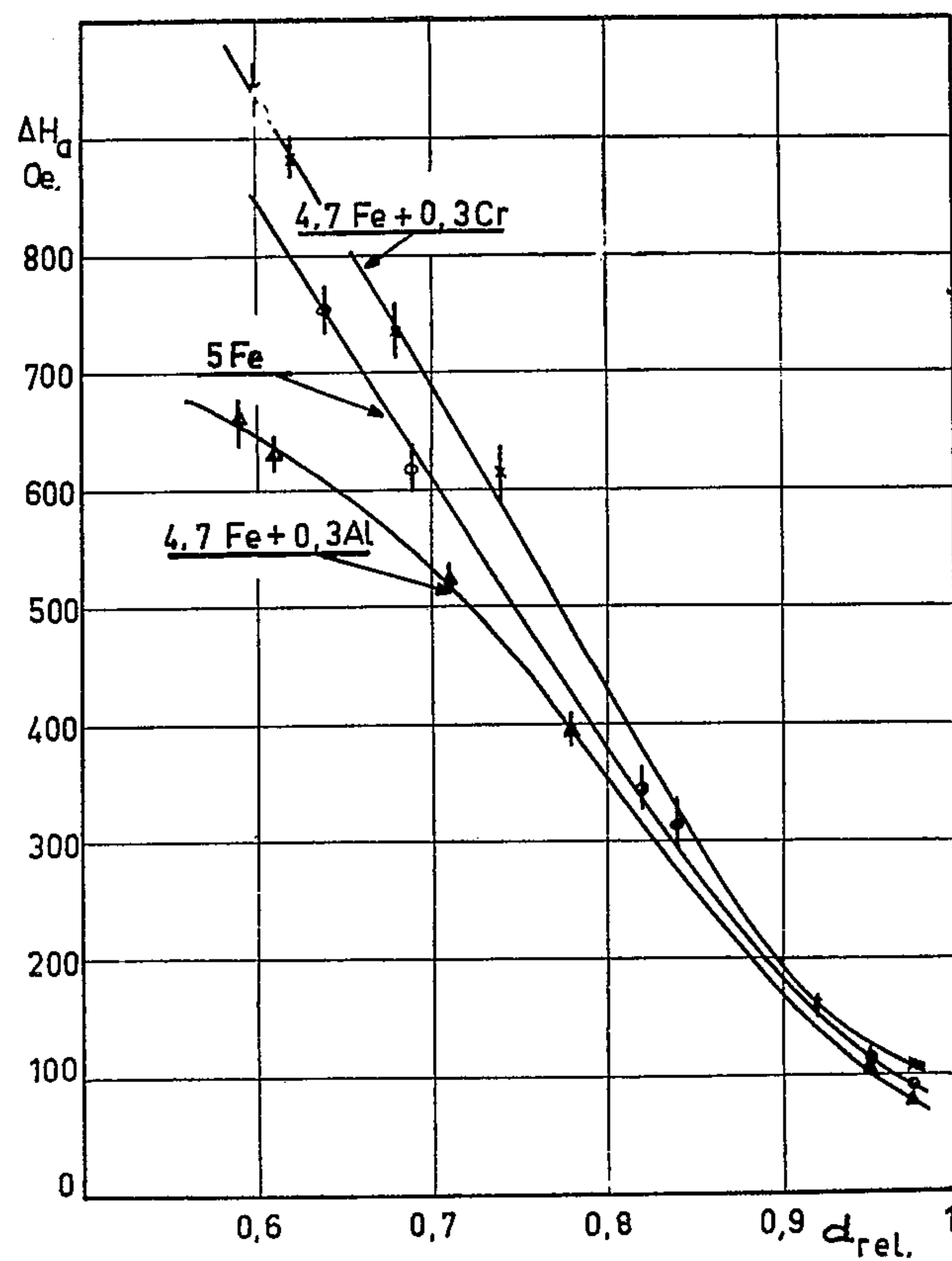


Fig. 3.

La variation de ΔH_a observée pour le grenat d'yttrium pur concorde avec celle signalée par Rodrigue et ses collaborateurs ([3]) pour une gamme

de densités relatives plus restreinte. On observe de plus qu'à densité relative égale, la substitution de Al^{3+} favorise toujours l'obtention d'un ΔH_a plus faible, contrairement à ce qui est obtenu avec une substitution de Cr^{3+}. Cette observation nous a incités à faire une étude complète de la substitution de Fe^{3+} par Al^{3+} dont il sera rendu compte par ailleurs. Nous signalons cependant que pour obtenir la même densité relative dans le cas d'un grenat substitué par Al^{3+}, il faut généralement le traiter à une température plus élevée que le grenat d'yttrium pur.

Tous les matériaux étudiés ont été préparés au Laboratoire par G. Villers avec le concours de J. Loriers.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) R. Vautier et A.-J. Berteaud, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1574.

(2) G. Villers et J. Loriers, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2033.

(3) G. P. Rodrigue, J. E. Pippin, W. P. Wolf et C. L. Hogan, *I. R. E. Trans. on Microwave Th. and Techn.*, 6, n° 1, janvier 1958, p. 83-91.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, Bellevue, Seine-et-Oise.*)

OPTIQUE. — *Étude optique de la diffusion de l'oxygène dans l'oxyde de germanium vitreux non stœchiométrique.* Note (*) de M. **Vittorio Garino Canina** et Mlle **Jeanine Denoncin**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On étudie la disparition progressive d'une bande absorbante à 2 450 Å dans l'oxyde de germanium vitreux non stœchiométrique lors de traitements thermiques en présence d'oxygène. La saturation en oxygène qui a lieu dans ces conditions est attribuée à une diffusion d'oxygène via des lacunes anioniques. L'énergie d'activation qu'on a déterminée pour cette diffusion est d'environ 1,2 eV.

L'un de nous a montré précédemment [1] que la bande d'absorption vers 2 450 Å de l'oxyde de germanium vitreux peut être blanchie par traitement thermique à l'air.

Rappelons brièvement quelques-unes des propriétés essentielles de cette bande (*fig.* 1).

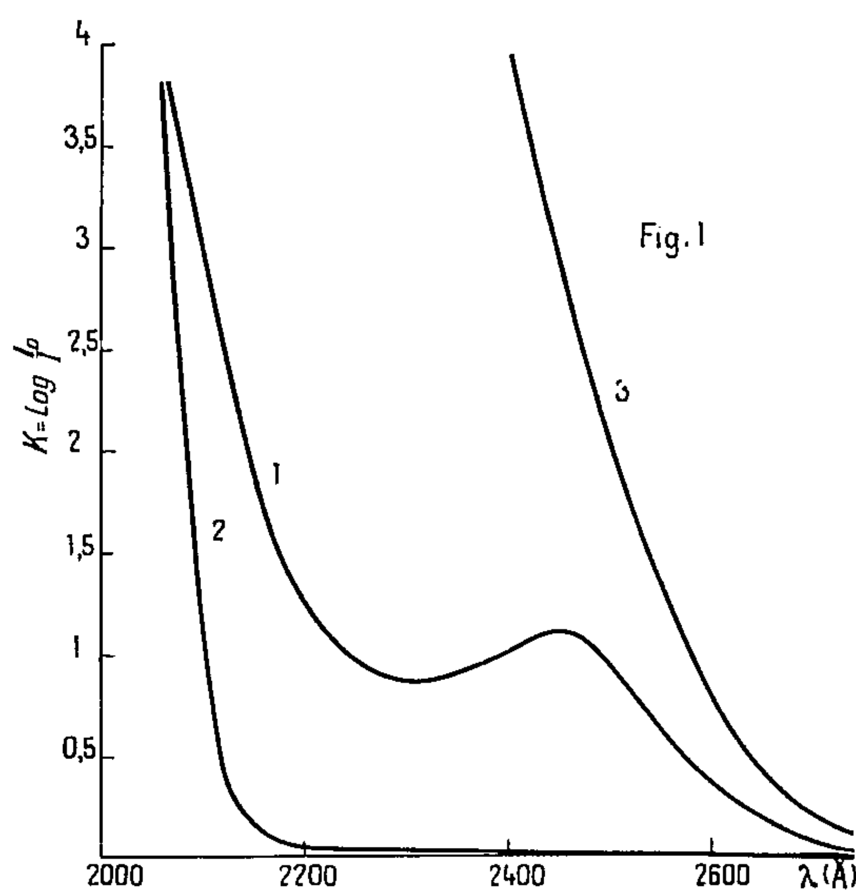


Fig. 1. — Courbes d'absorption d'un échantillon de GeO_2 vitreux d'épaisseur 20 μ.
Courbe 1 : Après fusion à 1470° C.
» 2 : Après blanchiment total par traitement prolongé à l'air à 450° C.
» 3 : Après traitement réducteur à l'hydrogène à 400° C et recuisson en atmosphère d'argon.

1. On l'obtient quand l'oxyde est fondu à une température élevée (1400-1500° C) et le pic est d'autant plus haut que la température de fusion est plus élevée : on a affaire probablement à une décomposition thermique de l'oxyde avec perte d'oxygène.

2. On peut l'augmenter par traitement réducteur ménagé d'une lamelle de verre GeO_2 (par exemple traitement à 400° C dans une atmosphère d'hydrogène pendant 30 mn). Si le traitement réducteur est de plus en plus prolongé, le pic d'absorption augmente au point que, sous les épaisseurs

utilisées (20 μ), on n'observe plus qu'une coupure apparente du côté grandes longueurs d'onde par rapport au maximum (*fig.* 1, courbe 3).

3. On peut la diminuer ou l'éliminer totalement par traitement à l'air (*fig.* 1, courbe 2). Un traitement en atmosphère d'argon n'a aucun effet sur la hauteur du pic.

Dans les cas 1 et 2 le résultat obtenu est une matière présentant un écart à la composition stœchiométrique dans le sens d'un défaut d'oxygène. Dans le cas 3, lors du traitement à l'air, l'oxyde non stœchiométrique tend à se saturer en oxygène.

Une étude a été faite de la disparition progressive de la bande absorbante par traitement oxydant à différentes températures.

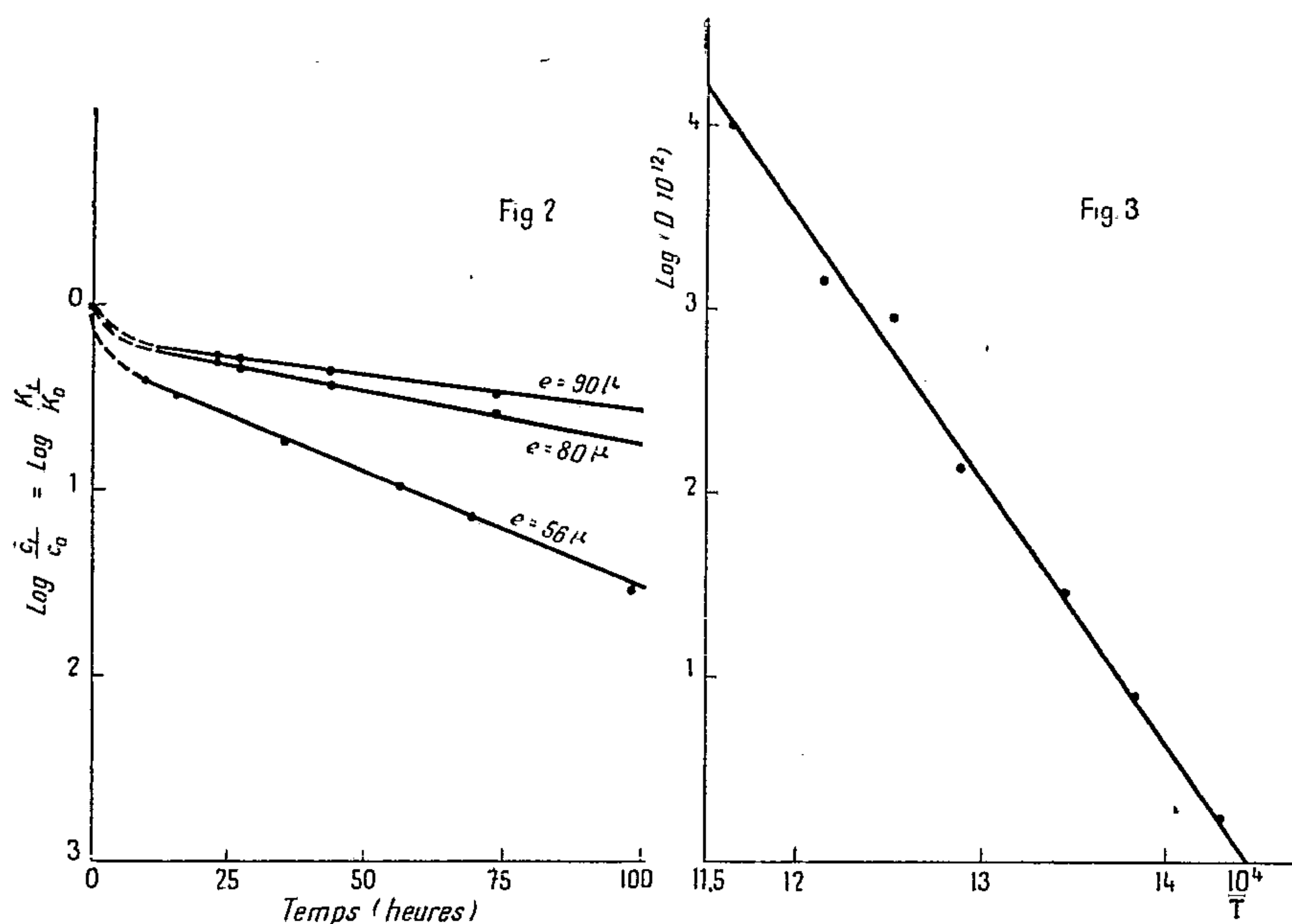


Fig. 2. — Courbes Log K_t/K_0 = Log $\bar{C}_t/C_0$ pour trois lamelles de GeO_2 vitreux d'épaisseur 56,80 et 90 μ en fonction du temps de traitement à l'air à 500° C.

Fig. 3. — Courbe montrant la variation du logarithme du coefficient de diffusion en fonction de $10^4/T$.

Pour chaque température on a tracé les courbes Log K_t/K_0 en fonction du temps t (K_0 étant le coefficient d'absorption à 2 450 Å avant traitement, K_0 le coefficient d'absorption pour la même longueur d'onde après le temps t de traitement). Ces courbes sont représentées dans la figure 2. Les mêmes ordonnées représentent aussi les logarithmes des rapports $\bar{C}_t/C_0$ où $\bar{C}_t$ est la concentration moyenne en centres absorbants après un temps t de traitement, C_0 la concentration initiale supposée uniforme. L'allure des courbes suggère que le phénomène est un phénomène de diffusion. On peut alors calculer un coefficient de diffusion D

d'après la pente de la courbe dans sa région droite (1) :

$$(a)\qquad D = -\frac{e^2}{\pi^2}\frac{\Delta\left[\operatorname{Log}\frac{\overline{C}_t}{\overline{C}_0}\right]}{\Delta t}.$$

Les expériences sont faites sur plusieurs lamelles d'épaisseurs comprises entre 50 et 100 μ, ceci pour chaque température. On prend comme valeur de D pour une température donnée la moyenne entre ces valeurs [la dispersion, due aux erreurs expérimentales, des valeurs de D calculées à l'aide de (*a*) pour des épaisseurs différentes et une même température est d'environ 20 %]. On construit alors la courbe Log D en fonction de 1/T; on a sensiblement une droite (*fig.* 3) dont la pente nous permet le calcul de l'énergie d'activation,

$$D = D_0 e^{-\frac{W}{KT}}.$$

On a ainsi déterminé $W = 1{,}2\ \text{eV} \pm 0{,}1$.

La valeur de D_0 qu'on peut calculer est de l'ordre de 10^{-3} mais elle est connue avec une très mauvaise précision.

Dans ces expériences, il s'agit, de toute évidence, d'une diffusion d'oxygène.

La valeur de W semble raisonnable si l'on interprète cette diffusion comme due à un mécanisme de déplacement d'oxygène via des lacunes.

Si l'on admet que les centres absorbants sont constitués par des lacunes d'oxygène neutralisées par des électrons (ce qui correspond bien à une réduction partielle du germanium dans le réseau GeO_2) le phénomène peut être imaginé comme dû à un échange de place électrons-ions oxygène ayant lieu de proche en proche, les oxygènes se déplaçant selon la direction du gradient de concentration des germaniums à l'état réduit dans le réseau GeO_2 : vers la surface de l'échantillon lors du traitement réducteur, vers l'intérieur lors d'un traitement oxydant.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) V. Garino Canina, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1319.

SPECTROGRAPHIE. — *Influences mutuelles en spectrographie sur solution des éléments* Fe, Ni, Cr, Ti *pris trois à trois*. Note (*) de M. **Guy Baudin** et Mme **Michèle Vo-Dinh**, transmise par M. Louis Néel.

Les influences mutuelles des éléments Fe, Ni, Cr et Ti pris trois à trois ont été étudiées. On montre que les courbes $\Delta c_x/c_x = f(c_y)$ obtenues en faisant varier la teneur de l'un des tiers éléments, l'autre étant fixe, présentent une partie linéaire et sont parallèles entre elles, ce qui établit l'additivité de ces influences.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons étudié les influences mutuelles des éléments Fe, Ni, Cr et Ti pris deux à deux et montré qu'elles se traduisaient par une relation $\Delta c_x/c_x = f(c_y)$ linéaire pour toutes valeurs de c_y inférieures à une valeur c_a fonction de la raie et de l'élément choisis. Dans l'étude présente, nous nous sommes limités à une seule raie par élément, soit : CrI = 3 053 Å et NiI = 2 943 Å, raies pour lesquelles les valeurs de c_a étaient maximales, les conditions spectrographiques étant identiques.

Résultats. — *a. Déplacement des courbes de dosage.* — Les courbes de dosage $I_x/I_{Ge} = f(c_x)$ se déplacent encore parallèlement à elles-mêmes dans le cas de l'addition simultanée de deux « tiers élément ». Nous utiliserons pour l'évaluation de cette translation le même paramètre $\Delta c_x/c_x$ qui est alors fonction de deux variables c_y et c_z.

b. Forme des courbes $\Delta c_x/c_x = f(c_y)$ pour c_z = Cte (x et z = Ni ou Cr). — Nous maintiendrons l'une des deux concentrations c_z fixe, ce qui nous conduira à une famille de courbes pour les différentes valeurs de cette concentration, soit : 1 500, 2 500 et 4 000 γ/ml; le fer (c_y) variera de 0 à 10 000 γ/ml. Les courbes $\Delta c_x/c_x = f(c_y)$ présentent la même forme que pour les éléments pris deux à deux. La partie droite étant d'ailleurs d'autant plus importante que la concentration de l'élément fixe c_z est plus faible. Si nous extrapolons cette partie droite, elle coupe l'axe des ordonnées en un point b correspondant à $c_y = 0$. La valeur $(\Delta c_x/c_x)\ b$ doit être la même que celle obtenue sur la courbe $\Delta c_x/c_x = f(c_z)$ pour la concentration c^z correspondante. Nous l'avons vérifié dans tous les cas.

c. Additivités des influences. — Les courbes obtenues pour différentes valeurs de c_z (*fig.* 1 et 2), sont parallèles entre elles : ainsi, quand nous passons de la courbe C_{Cr} = 1 500 γ/ml à la courbe C_{Cr} = 2 500 γ/ml la valeur de $\Delta c/c$ est augmentée de

$$a = \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{Cr=2500} - \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{Cr=1500},$$

quelle que soit la quantité de fer ajoutée.

Les deux influences s'additionneraient donc. S'il en est bien ainsi, la parallèle aux différentes courbes menée par l'origine (soit $c_z = 0$) doit représenter la droite $(\Delta c/c) = f(c_y)$, correspondant à l'influence du fer

seul. La figure 3 montre qu'il en est bien ainsi. La parallèle aux courbes de la figure 1 menée par l'origine passe bien par les points expérimentaux trouvés lors de l'étude précédente. Cette additivité est *a priori* surprenante.

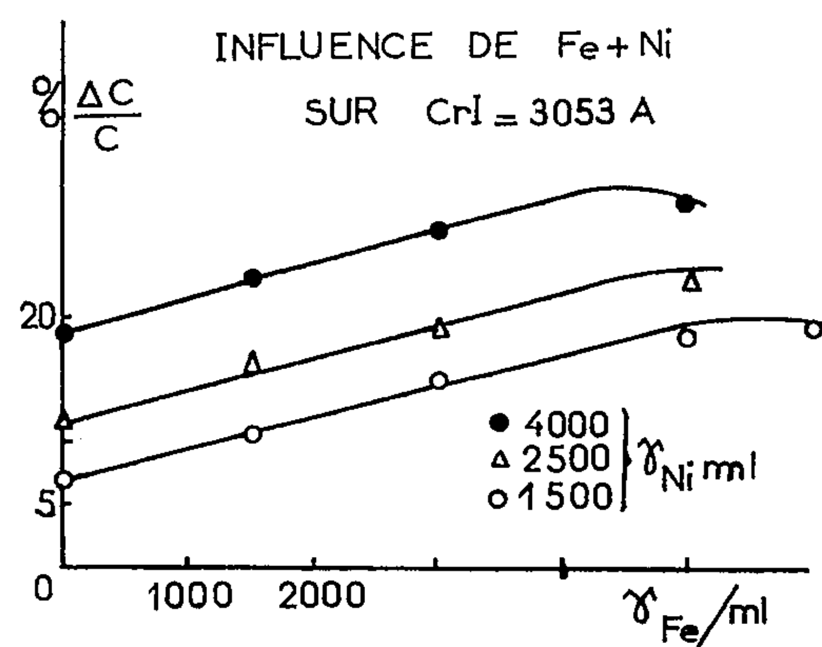


Fig. 1.

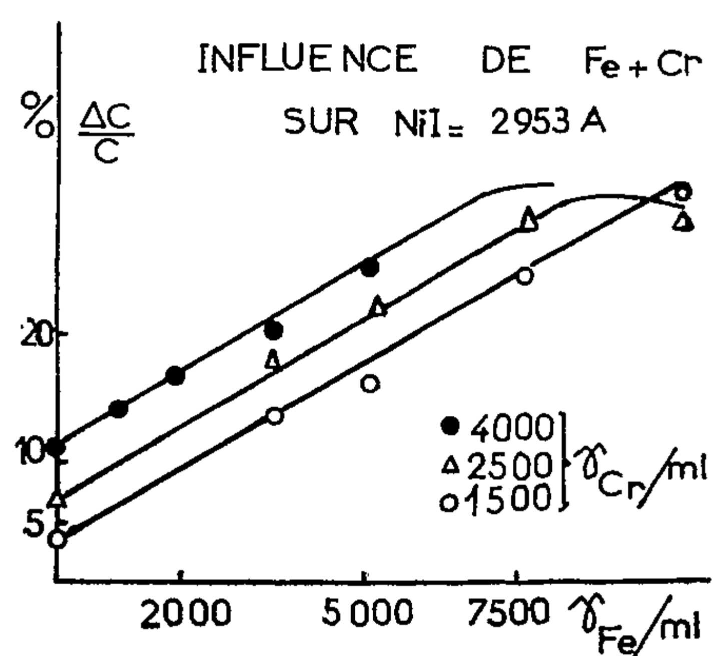


Fig. 2.

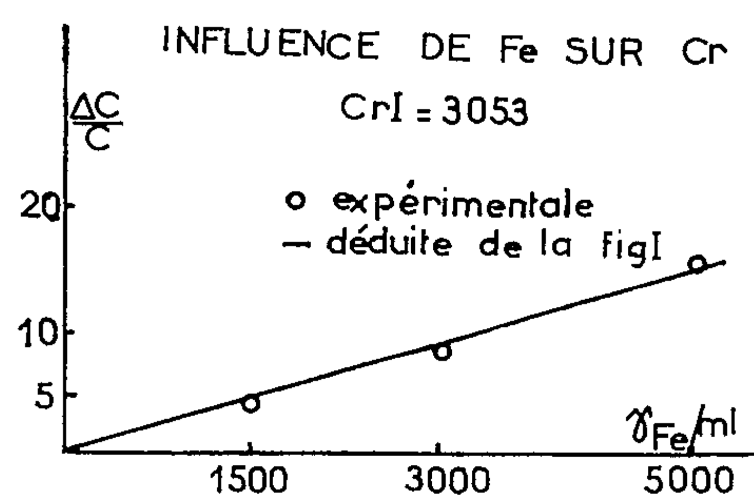


Fig. 3.

nante. On aurait en effet pu s'attendre à une modification de la pente des droites par suite d'interaction entre le nickel et le fer par exemple.

Dans le cas de l'influence simultanée du fer et du nickel sur la raie CrI = 3 053 Å (Fe = 4 000, Ni = 2 500 γ/ml), nous avons substitué le

titane au fer; si l'additivité est vérifiée nous devons trouver une valeur de $(\Delta c/c)_{\mathrm{Ni+Ti}}$ telle que

$$\left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{\mathrm{Ni+Ti}} = \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{\mathrm{Fe+Ni}} - \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{\mathrm{Fe}} + \left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{\mathrm{Ni}};$$

les valeurs déduites des courbes conduisent à

$$\frac{\Delta c}{c} = 21,5 - 10,5 + 10 = 21.$$

La valeur expérimentale est de 20,2. La différence est donc faible et l'on peut admettre l'additivité des influences de ces éléments.

Cette additivité, peut-être due aux configurations électroniques très voisines de ces éléments, permet d'envisager une méthode générale simple de dosage d'aciers alliés tenant compte de ces influences.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) G. Baudin, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1463.

(*Centre d'Études nucléaires de Grenoble.*)

SPECTROSCOPIE. — *Dispositif d'étude des substances luminescentes sous l'action du bombardement cathodique.* Note (*) de M. **François Gans**, présentée par M. Jean Lecomte.

Réalisation d'une source ponctuelle de luminance élevée par bombardement d'une substance luminescente au moyen de rayons cathodiques.

Dans de nombreux appareils d'emploi courant, on met à profit la luminescence émise par des substances subissant un bombardement cathodique. Cependant, le phénomène en lui-même n'a fait l'objet que d'un petit nombre de publications (1), (2). Ce manque d'intérêt apparent semble, entre autres raisons, être dû à certaines difficultés pratiques qu'on rencontre lors de l'étude du rayonnement émis dans ces conditions.

En effet, dès qu'on se propose de faire varier expérimentalement les paramètres caractéristiques du phénomène, et notamment la densité du courant électronique de bombardement ou la vitesse d'impact des électrons sur la cible, on est rapidement arrêté en raison de la destruction de celle-ci par échauffement, émission d'électrons secondaires, modification de la composition même du cristal, etc. Aussi la plupart des expérimentateurs se sont-ils contentés de travailler sous des tensions d'accélération relativement modérées ou avec des densités de courant faibles, soit que le pinceau d'électrons reste peu concentré, soit que, le pinceau d'électrons étant concentré, il balaye d'un mouvement régulier la surface de la cible. Mais ces conditions ne sont pas favorables à une étude détaillée du phénomène, car le flux lumineux est réparti sur une surface notable et, de ce fait, la brillance de la source ainsi constituée est faible, rarement supérieure à 1 stilb.

On est alors conduit, avec les appareils couramment utilisés dans les laboratoires, et sauf dans les cas favorables, à faire de longues poses lorsqu'on travaille par photographie ou à opérer avec des fentes larges, et, de toute manière, à limiter le domaine de variation des conditions expérimentales.

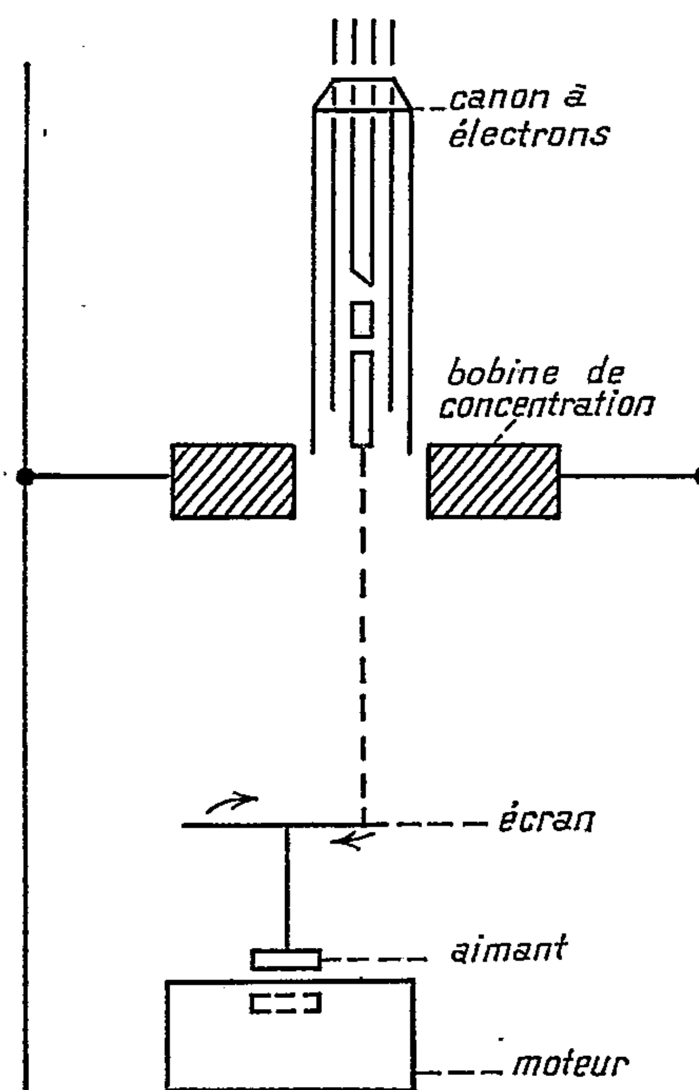
Pour tourner la difficulté, Frerichs et Weichmann (3) ont étudié la répartition spectrale de la lumière émise par une cible d'oxyde de cuivre en la soumettant à un bombardement de très grande intensité, mais discontinu. On peut alors explorer un domaine plus vaste de variation des paramètres caractéristiques, mais, si la brillance instantanée est élevée, sa valeur moyenne reste faible et l'on doit quand même consentir à de longues poses ou à des fentes larges.

Nous avons cherché à concilier ces diverses conditions et à obtenir un bombardement à forte densité de courant sous tension élevée sans destruction trop rapide de l'écran en déposant la substance luminescente sur un disque animé d'un mouvement de rotation dans le vide.

L'idée a déjà été appliquée par Knoll au cours de travaux ayant pour but la télévision sur grand écran ([4]), ainsi que dans les tubes à rayons X à anticathode tournante.

Le schéma de l'appareil est représenté à la figure. Le canon à électrons, à chauffage direct est de construction analogue à ceux des tubes M. W. 6 Philips.

L'écran est entraîné par un aimant permanent lui-même mis en mouvement par un agitateur magnétique étanche, disposé directement dans la cloche à vide. La vitesse de rotation est de 2 800 t/mn. Le spot se forme sur l'écran à environ 3 cm de l'axe de rotation.



Les premiers essais ont été effectués sur des écrans de sulfure de cadmium pur ou activé à l'argent — la teneur en argent étant comprise entre 10^{-5} et 10^{-4} —, déposé sur des supports tournants en verre, ou en métal.

Au cours des expériences, l'intensité du courant a toujours été maintenue inférieure à 5μ A, et la tension n'a pas dépassé 18 000 V.

On observe, dans ces conditions, un spot de brillance élevée, de l'ordre de quelques dizaines de stilbs, dont la couleur dépend des conditions de l'expérience.

Sur le support de verre, cette couleur, comme on peut s'en assurer par observation directe, et comme le confirment les mesures spectrographiques, est voisine de celle qui est émise par la poudre excitée par le rayonnement ultraviolet; elle ne se modifie pas notablement lorsque la tension et la densité de courant augmentent.

Il n'en est pas de même sur le support en aluminium. On constate que la couleur du spot varie notablement en fonction de la densité et de la tension. Pour les faibles valeurs de ces paramètres, le spot est rouge, comme dans le cas précédent. Lorsque la tension atteint 15 000 V et le courant 3 μA, on observe un changement de coloration : la lumière émise devient jaune, puis franchement verte.

Ce déplacement de la répartition spectrale vers les courtes longueurs d'ondes qui, à notre connaissance, n'avait pas été signalé, est encore inexpliqué.

Le présent travail a été exécuté avec la collaboration de MM. Claude Benichou et François Bombré.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) A. Bril et H. A. Klasens, *Philips Research Rep.* N. L., 7, 1952, p. 401.

(2) G. F. J. Garlick, *Brit. J. A. P.*, G. B., Sup. 4, 1955, p. 103.

(3) R. Frerichs et F. Weichmann, *J. A. P.*, U. S. A., 29, 1957, p. 710.

(4) D. R. P. 672.004.

(Laboratoire d'Infrarouge technique et appliqué, Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.)

SPECTROSCOPIE. — *Sur le spectre d'absorption de l'anhydride carbonique dans l'ultraviolet extrême.* Note (*) de Mme **Nicole Damany-Astoin**, Mlles **Livia Sanson** et **Marie-Claude Bonnelle**, présentée par M. Jean Lecomte.

Le spectre d'absorption de l'anhydride carbonique a été étudié entre 160 et 1000 Å. On observe plusieurs spectres continus, attribués à des phénomènes d'ionisation ou de photoionisation.

Poursuivant l'étude de l'absorption dans l'ultraviolet extrême des différents gaz constituant l'atmosphère, nous donnons ici quelques résultats obtenus pour l'anhydride carbonique entre 600 000 et 100 000 cm^{-1} (160 à 1 000 Å).

A l'heure actuelle l'anhydride carbonique n'a encore fait l'objet que d'un nombre assez restreint de mesures spectrographiques quantitatives dans l'ultraviolet lointain : Wilkinson et Johnston ([1]) ont mesuré les coefficients d'absorption entre 1 670 et 1 440 Å, tandis que Inn, Watanabe et Zelikoff ([2]) prolongeaient cette étude jusqu'à 1 060 Å. Dans l'ultraviolet extrême, les seuls travaux publiés sont ceux de Weissler et de ses collaborateurs, concernant, d'une part, la détermination des coefficients d'absorption ([3]) et, d'autre part, l'étude de la photoionisation ([4]), ([5]) dans la région 1 306 à 374 Å et 1 570-430 Å respectivement.

L'appareillage et la méthode expérimentale que nous avons utilisés pour l'étude de CO_2 sont essentiellement les mêmes que ceux précédemment décrits ([6]). Rappelons seulement que nous disposons d'un spectrographe à réseau en incidence rasante et que la source est une étincelle glissante dans le vide, qui, avec électrodes de fer ou d'uranium, donne un spectre riche en raies dans toute notre région spectrale.

Une amélioration sensible a été apportée dans la mesure des pressions, qui, pour CO_2, variaient entre 5.10^{-3} et 5.10^{-2} mm Hg, par l'emploi d'un micromanomètre à membrane, appareil particulièrement sensible, dont le temps de réponse, très rapide, permet de contrôler aisément la stabilité de la pression en cours d'expérience, et dont les indications sont absolument indépendantes de la nature du gaz ou de la vapeur.

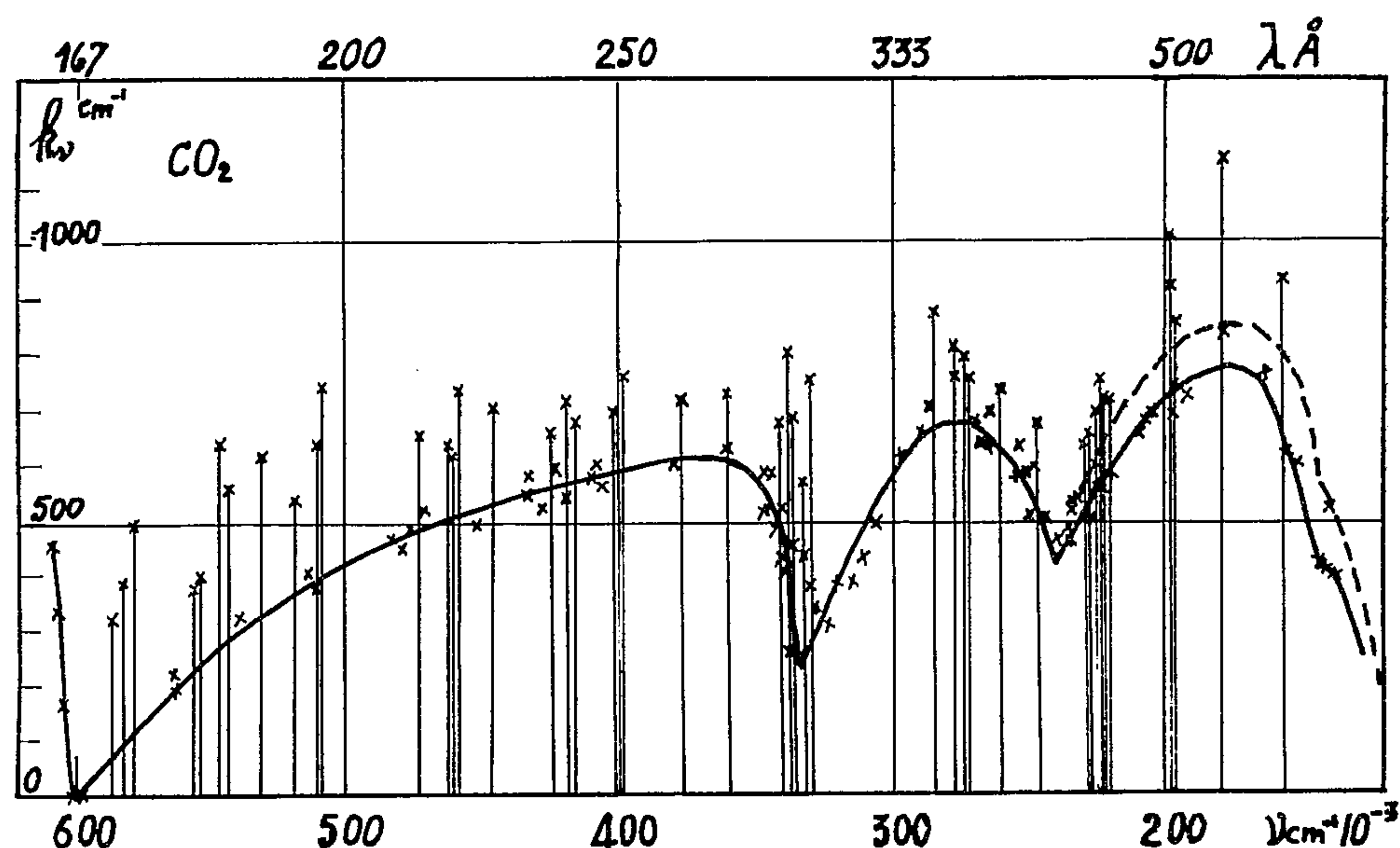
L'anydride carbonique, exempt de CO et de SO_2, était purifié, avant utilisation, par condensations et distillations fractionnées répétées, afin d'éliminer toute trace d'oxygène ou de vapeur d'eau.

Le coefficient d'absorption k_ν, défini par la relation $I = I_0\, e^{-k_\nu x}$ (I_0, intensité incidente; I, intensité transmise; x, chemin optique dans le milieu absorbant) est ramené aux conditions normales de température et de pression.

L'ensemble du spectre est représenté par la figure 1, où l'on a porté k_ν en fonction de ν. Le trait joignant les points de plus faible absorption

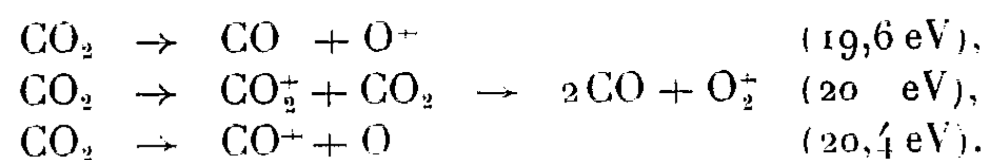
donne, en première approximation, l'absorption continue : l'erreur maximale sur la valeur absolue des coefficients, due essentiellement à l'imprécision sur la détermination des pressions, est évaluée à $\pm$ 10 %. La courbe en tirets a été tracée d'après les données relevées dans la publication de Sun et Weissler [3], et montre un accord raisonnable entre nos travaux et ceux de ces auteurs.

L'absorption continue se divise en plusieurs région bien distinctes : la première, analogue à celle obtenu par Weissler, s'étend depuis l'extrémité de notre spectre (120 000 cm^{-1}), et présente une discontinuité peu accentuée à 144 000 cm^{-1} soit 17,8 eV. Sa limite correspond bien au premier potentiel



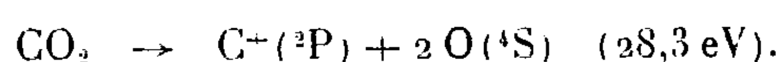
d'ionisation de CO_2, déjà connu par des mesures spectroscopiques [limite de séries de Rydberg [7]] et par impacts d'électrons [8], qui donnent respectivement 13,73 et 14,4 eV. Un second potentiel d'ionisation a été mis en évidence à 18 eV [7], [9], correspondant à la discontinuité que nous observons à 144 000 cm^{-1}.

Quelques processus d'ionisations dissociatives peuvent se superposer à celui d'ionisation pure et participer à l'absorption observée. Smyth et Stueckelberg [8] ont montré qu'on pouvait avoir :



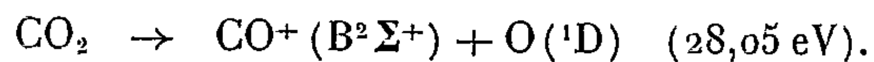
$$CO_2 \rightarrow CO + O^+ \quad (19{,}6\ \text{eV}),$$
$$CO_2 \rightarrow CO_2^+ + CO_2 \rightarrow 2\,CO + O_2^+ \quad (20\ \text{eV}),$$
$$CO_2 \rightarrow CO^+ + O \quad (20{,}4\ \text{eV}).$$

Le second fond continu s'étend entre 240 000 cm^{-1} (29,8 eV) et 320 000 cm^{-1}. Parmi les processus énergétiquement possibles nous avons



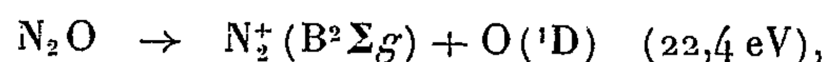
$$CO_2 \rightarrow C^+(^2P) + 2\,O(^4S) \quad (28{,}3\ \text{eV}).$$

signalé aussi par Smyth et Stueckelberg, et



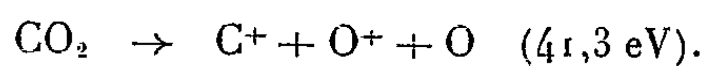
$$CO_2 \rightarrow CO^+(B^2\Sigma^+) + O(^1D) \quad (28{,}05\ \mathrm{eV}).$$

Ce dernier processus serait tout à fait semblable à celui qui a été trouvé pour N_2O ([6]), molécule isoélectronique de CO_2, à savoir



$$N_2O \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma g) + O(^1D) \quad (22{,}4\ \mathrm{eV}),$$

Enfin une troisième absorption continue débute à 340 000 cm^{-1} (42 eV). Le processus qui nous paraît le plus probable est



$$CO_2 \rightarrow C^+ + O^+ + O \quad (41{,}3\ \mathrm{eV}).$$

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 190.
([2]) *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 1048.
([3]) H. Sun et G. L. Weissler, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 1625.
([4]) G. L. Weissler, J. A. R. Samson, M. Ogawa et G. R. Cook, *J. Opt. Soc.*, 49, 1959, p. 338.
([5]) N. Wainfan, W. C. Walker et G. L. Weissler, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 542.
([6]) N. Astoin, *J. Rech. C. N. R. S.*, nº 38, 1957, p. 1.
([7]) W. C. Price et D. M. Simpson, *Proc. Roy. Soc.*, A, 169, 1938, p. 501.
([8]) H. D. Smyth et C. G. Stueckelberg, *Phys. Rev.*, 36, 1932, p. 472.
([9]) H. J. Henning, *Ann. Physik*, 13, 1932, p. 599.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Étude de substances transparentes dans l'infrarouge lointain* (50-2 500 μ). Note (*) de MM. **Edmond Decamps** et **Armand Hadni**, présentée par M. Jean Lecomte.

Les techniques de l'infrarouge lointain sont étendues jusqu'à 2 500 μ. Spectres de la vapeur d'eau, du quartz, de la silice, du polystyrène, du germanium et du silicium.

Nous avons étendu l'étude des possibilités de notre spectromètre à petit réseau (¹) jusqu'à une longueur d'onde de 2,5 mm en nous efforçant de conserver un spectre très pur.

Les trois miroirs plans du spectromètre ont été remplacés par des réseaux Echelette, utilisés dans l'ordre zéro. En certains points, le coefficient de réflexion dépasse 90 % pour l'énergie utile.

1. *Vapeur d'eau.* —Nous avons obtenu un spectre de la vapeur d'eau atmosphérique, dans la région de 1400 à 2 500 μ (*fig.* 1), avec un réseau

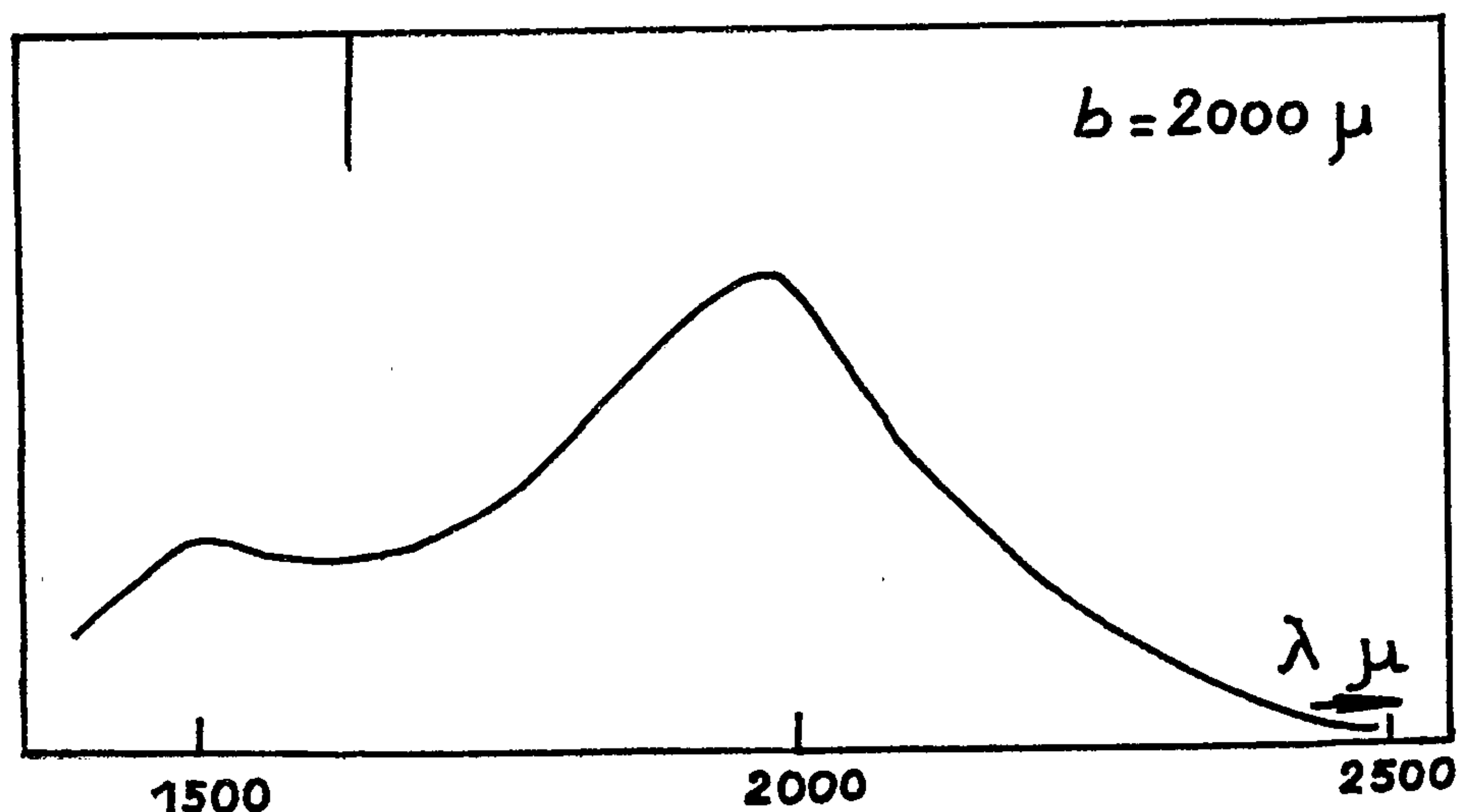


Fig. 1.

par réflexion de pas $b = 2\ 000$ μ. La bande à 1630 μ correspond à la transition $J_{2_{+1}} \rightarrow J_{3_{-2}}$ prévue théoriquement par Van Vleck (²).

De 2 000 à 2 500 μ, l'énergie disponible décroît régulièrement. D'une part, il y a diminution de la sensibilité de la membrane du récepteur pneumatique, lorsque la longueur d'onde approche du diamètre de cette membrane. Il se pourrait aussi que la luminance de l'arc à vapeur de mercure diminue également. Cette baisse régulière d'énergie semble être un argument en faveur de la pureté spectrale de la lumière isolée. En effet, la courbe de diffraction de réseaux semblables, pour des longueurs d'ondes plus courtes (¹), s'étend beaucoup plus loin vers les grandes valeurs de λ/b.

En résumé, notre appareil a ainsi exploré, comme nous l'avons prévu (³),

tout le domaine compris entre 60 et 2 500 μ sans discontinuité. A notre connaissance, seuls N. G. Iaroslavskii et A. E. Stanevich ([4]) ont pu atteindre récemment ces dernières longueurs d'ondes par des procédés optiques (spectromètre DIKS 1 à réseau de 25 × 25 cm).

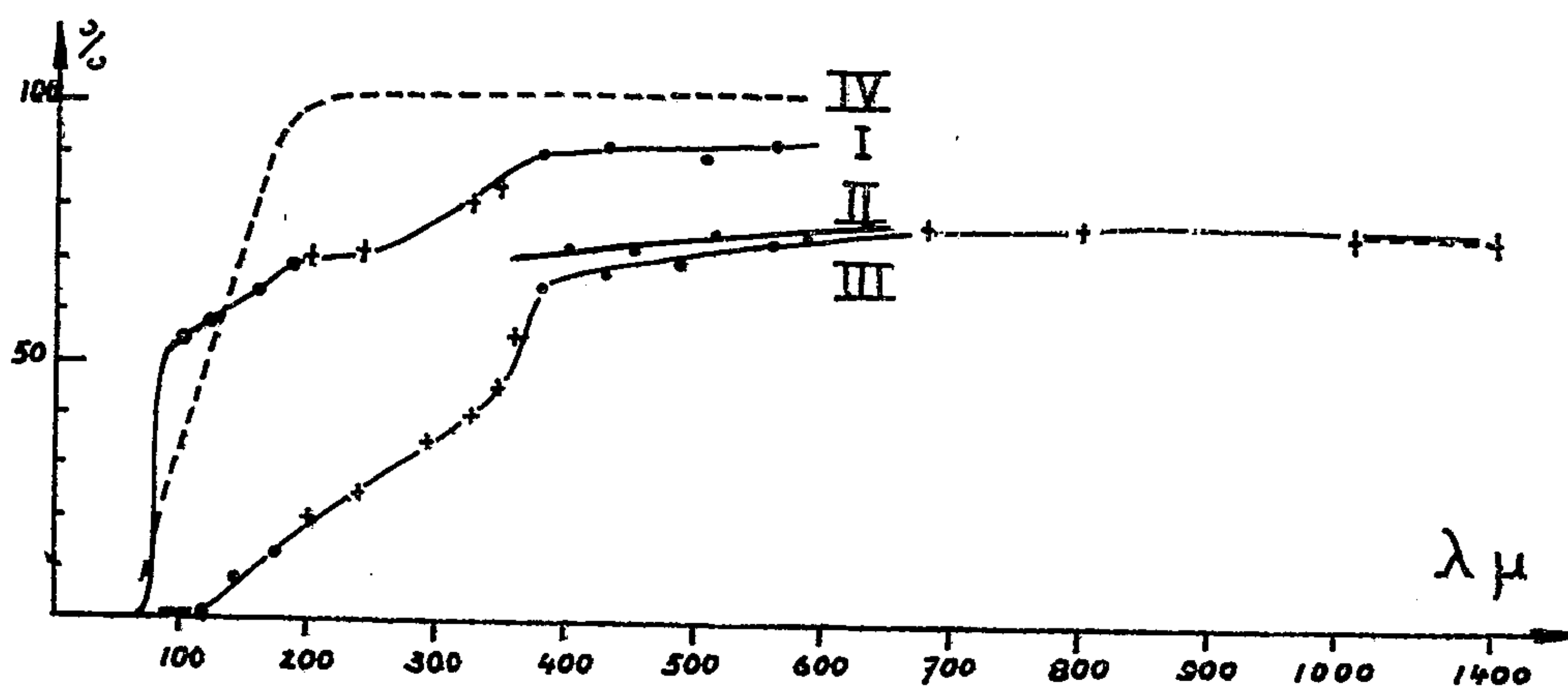


Fig. 2.

2. *Quartz, silice, polystyrène.* — La rapidité, avec laquelle nous pouvons changer de domaine spectral sans aucun réglage, nous a permis d'obtenir plusieurs spectres entre 50 et 1500 μ (*fig.* 2).

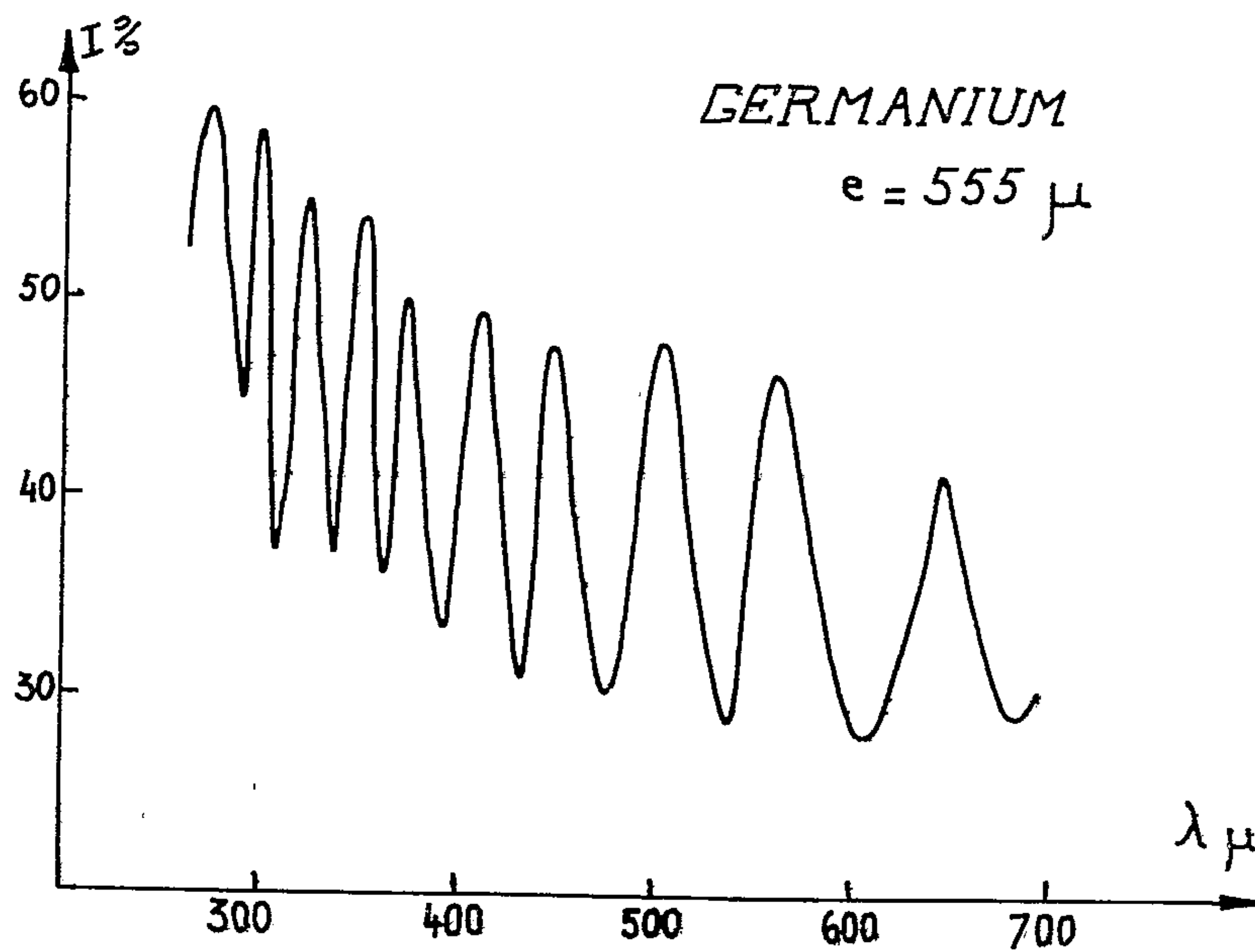


Fig. 3.

Les courbes I et II correspondent à des lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe avec des épaisseurs de 5 et 25 mm respectivement. Pour ces dernières, on disposait d'échantillons d'origines diverses ([7]), qui se sont tous montrés aussi transparents. La courbe III donne la trans-

mission d'une lame de silice fondue, d'épaisseur 5 mm. On voit qu'elle transmet moins, surtout lorsque la longueur d'onde reste inférieure à 400 μ.

La courbe IV est obtenue avec une lame en mousse de polystyrène de 5 mm d'épaisseur et l'on remarque qu'elle peut constituer un filtre intéressant par sa grande transmission, voisine de 100 % dès que la longueur d'onde dépasse 200 μ.

3. *Germanium.* — La figure 3 représente le spectre observé avec une pastille monocristalline d'épaisseur 555 μ. Les raies d'interférence apparaissent équidistantes de $2{,}21 \pm 0{,}07\ \text{cm}^{-1}$. Si l'on admet que tous les rayons qui traversent la lame sont sensiblement normaux à sa surface, on en déduit son indice de réfraction : $n = 4{,}06 \pm 0{,}16$. Ce résultat est en accord avec les mesures effectuées vers 15 μ (5), (6) et même vers 5 μ (6). Toutefois, pour cette longueur d'onde, les résultats semblent différer suivant les échantillons et Simon (5) trouve $n = 2{,}6$.

4. *Silicium.* — Un échantillon monocristallin, d'épaisseur 4,5 mm transmet environ 30 % entre 200 et 400 μ, alors qu'il est complètement absorbant jusqu'à 15 μ, sous cette épaisseur.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) A. Hadni et Ed. Decamps, *Revue Universelle des Mines*, 9e série, 15, 1959, p. 423; *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2048.
(2) Van Vleck, *Phys. Rev.*, 71, 1947, p. 425.
(3) A. Hadni, *Ann. Phys.*, 13e série, 1, 1956, p. 765.
(4) N. G. Iaroslavskii et A. E. Stanevich, *Optika i Spektroskopiia*, 6, 1959, p. 521.
(5) I. Simon, *J. Opt. Soc. Amer.*, 41, 1951, p. 730.
(6) C. D. Salzberg et J. S. Villa, *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 244.
(7) A. Hadni, L. Taurel, M. Paillette et A. Lankoande, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 211.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Spectre d'absorption infrarouge à basse température du sel de Seignette* (7 000-9 000 cm^{-1}) *et fréquences des vibrations fondamentales des molécules d'eau.* Note (*) de M. **Michel-Pierre Bernard**, présentée par M. Jean Lecomte.

Les fréquences ν_1, ν_2, ν_3 des vibrations fondamentales des quatre molécules d'eau de cristallisation du sel de Seignette sont : 1re molécule : 3 353, 1650 et 3 537 cm^{-1}; 2e molécule : 3 275, 1650 et 3 485 cm^{-1}; 3e molécule : 3 206, 1650 et 3 413 cm^{-1}; 4e molécule : 3 049, 1650 et 3183 cm^{-1}.

Nous avons étudié, à — 180° C, avec un spectrographe à réseau et à miroirs et un dispositif polariseur de Foucault, un monocristal de sel de Seignette de dimensions 18 × 18 × 18 mm, suivant les axes cristallographiques x, y, z.

Entre 9 000 et 7 000 cm^{-1}, on trouve, en partant des courtes longueurs d'onde, A et B : deux bandes ν(CH) C : la bande relative à la molécule d'eau la moins perturbée, D et E : une bande large relative aux molécules d'eau des 2e et 3e types, F : la bande relative à la molécule d'eau la plus perturbée.

Les positions des bandes d'absorption sont données dans le tableau suivant, pour des radiations dont le vecteur induction électrique est polarisé parallèlement à OX, OY, OZ. ν(CH) représente la vibration de valence des groupements CH de l'ion tartrique et ν_1, ν_2, ν_3 les vibrations de l'un des quatre types de molécules d'eau.

Les fréquences des bandes combinaisons de ν_1, ν_2, ν_3 sont représentées par $(\nu_1+\nu_3)$, $(\nu_2+\nu_3)$ et $(\nu_1+\nu_2+\nu_3)$ et les vibrations correspondantes par $\{\nu_1+\nu_3\}$, $\{\nu_2+\nu_3\}$ et $\{\nu_1+\nu_2+\nu_3\}$.

OX...........	–	8488 Intense	8315 Intense	8100 Floue	7642 cm^{-1} Faible
OY...........	8640 Intense	–	–	–	–
OZ...........	–	–	8303 Faible	8100 Floue	7647 cm^{-1} Moyen

Dans une précédente Note (1), nous avons observé les vibrations de type $\{\nu_2+\nu_3\}$ des quatre molécules distinctes H_2O, auxquelles correspondent les fréquences suivantes en cm^{-1} : 5167, 5115, 5043 et 4813 cm^{-1}.

Dans ce qui suit, nous faisons l'hypothèse que les anharmonicités des vibrations $\{\nu_2+\nu_3\}$, $\{\nu_1+\nu_3\}$ et $\{\nu_1+\nu_2+\nu_3\}$ sont voisines de celles qu'on trouve dans la littérature pour la molécule d'eau vapeur, à savoir respectivement : 20, 150 et 200 cm^{-1}.

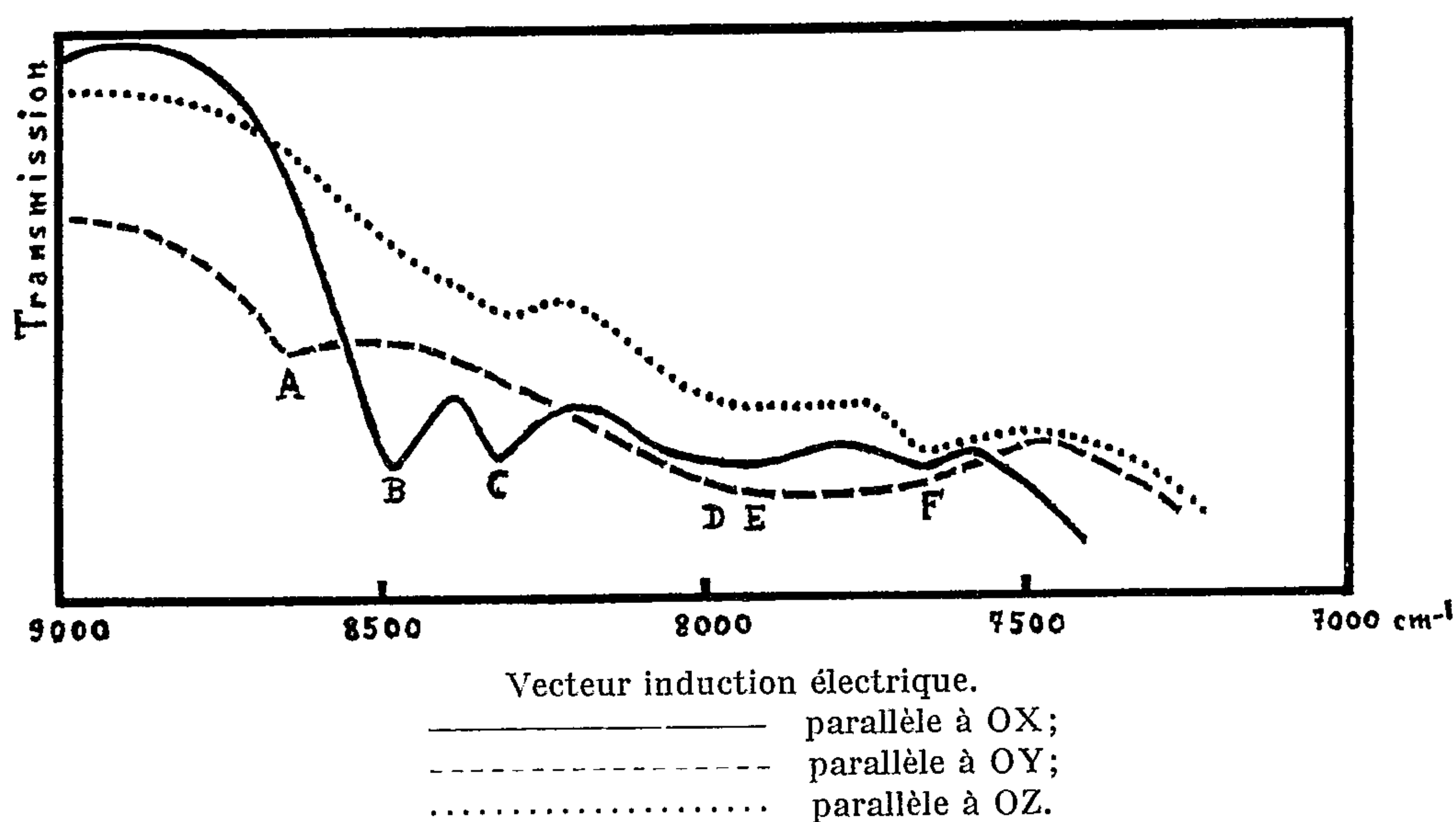
En admettant donc pour $\{\nu_2+\nu_3\}$ une anharmonicité voisine de 20 cm^{-1}, et pour ν_2 des nombres d'onde voisins de 1650 cm^{-1} (2), on déduit les fréquences ν_3 par la relation

$$\nu_3=(\nu_2+\nu_3)+20-1650.$$

On trouve, pour ν_3, les valeurs suivantes en cm^{-1} : 3 537, 3 485, 3 413 et 3183 cm^{-1}.

Ces trois premiers nombres d'onde sont voisins, à quelques cm^{-1} près, de raies Raman fort intenses ([3]), ([4]) : 3 535 ± 10, 3 476 ± 12 et 3 407 ± 9 cm^{-1}.

Nous avons aussi attribué ([1]) les fréquences des combinaisons de vibration du type $\{\nu_1 + \nu_3\}$: 6 740, 6 610, 6 469 et 6 082 cm^{-1}.



Vecteur induction électrique.
——————— parallèle à OX;
- - - - - - - - parallèle à OY;
.... parallèle à OZ.

En admettant une anharmonicité voisine de 150 cm^{-1}, on déduit les fréquences des vibrations ν_1 par la relation

$$\nu_1 = (\nu_1 + \nu_3) + 150 - \nu_3.$$

On trouve, pour ν_1, les valeurs suivantes en cm^{-1} : 3 353, 3 275, 3 206 et 3 049 cm^{-1}.

Les fréquences des combinaisons de vibration du type $\{\nu_1 + \nu_2 + \nu_3\}$ sont reliées de même à ν_1, ν_2, ν_3 par la relation

$$(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) = \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 - 200.$$

A partir des valeurs déjà obtenues pour ν_1, ν_2, ν_3, nous pouvons effectuer la vérification suivante : pour la molécule H_2O la moins perturbée, on calcule

$$(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) = 3\,353 + 1\,650 + 3\,537 - 200 = 8\,340\ cm^{-1},$$

et pour la molécule H_2O la plus perturbée :

$$(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) = 3\,049 + 1\,650 + 3\,183 - 200 = 7\,682\ cm^{-1}.$$

Ces valeurs, voisines des valeurs observées 8 315 et 7 642 cm^{-1}, confirment l'ordre de grandeur des fréquences des vibrations fondamentales ν_1, ν_2, ν_3

des quatre types de molécules H_2O, résumées dans le tableau suivant :

	1er type.	2e type.	3e type.	4e type.
ν_1 (cm^{-1})	3353	3275	3206	3049
ν_2 »	1650	1650	1650	1650
ν_3 »	3537	3485	3413	3183

A. T. Stekhanov (5) indique, par effet Raman, dans une publication assez récente, que dans le sel de Seignette existent des bandes de positions correspondantes. Nous avons montré qu'il ne s'agit pas de doublets, mais de bandes attribuables à chacune des molécules d'eau, considérées comme indépendantes.

Chaque molécule joue un rôle différent, comme le confirment les spectres de rayons X (6) et la diffraction des neutrons (7). Il existe 112 paramètres de position, et les distances des huit ponts d'hydrogène relatives aux quatre sommets O des quatre types H_2O sont toutes différentes et comprises entre 2,60 et 3,10 Å.

Ces distances permettraient de calculer les fréquences fondamentales indiquées (8), compte tenu des modifications signalées par Frazer et Pepinsky, à apporter aux travaux de Beevers et Hughes : distance O_1O_{10} moins courte et molécule (8) orientée différemment.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) M.-P. BERNARD, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1012.

(2) M.-P. BERNARD, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2036.

(3) A.-M. LAROCHE et J. CHAPELLE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 876.

(4) J. CHAPELLE, *Thèse*, Paris, 1949.

(5) A. T. STEKHANOV, *Izvest. Akad. Nauk. S. S. S. R.*, 22, 1958, p. 1109.

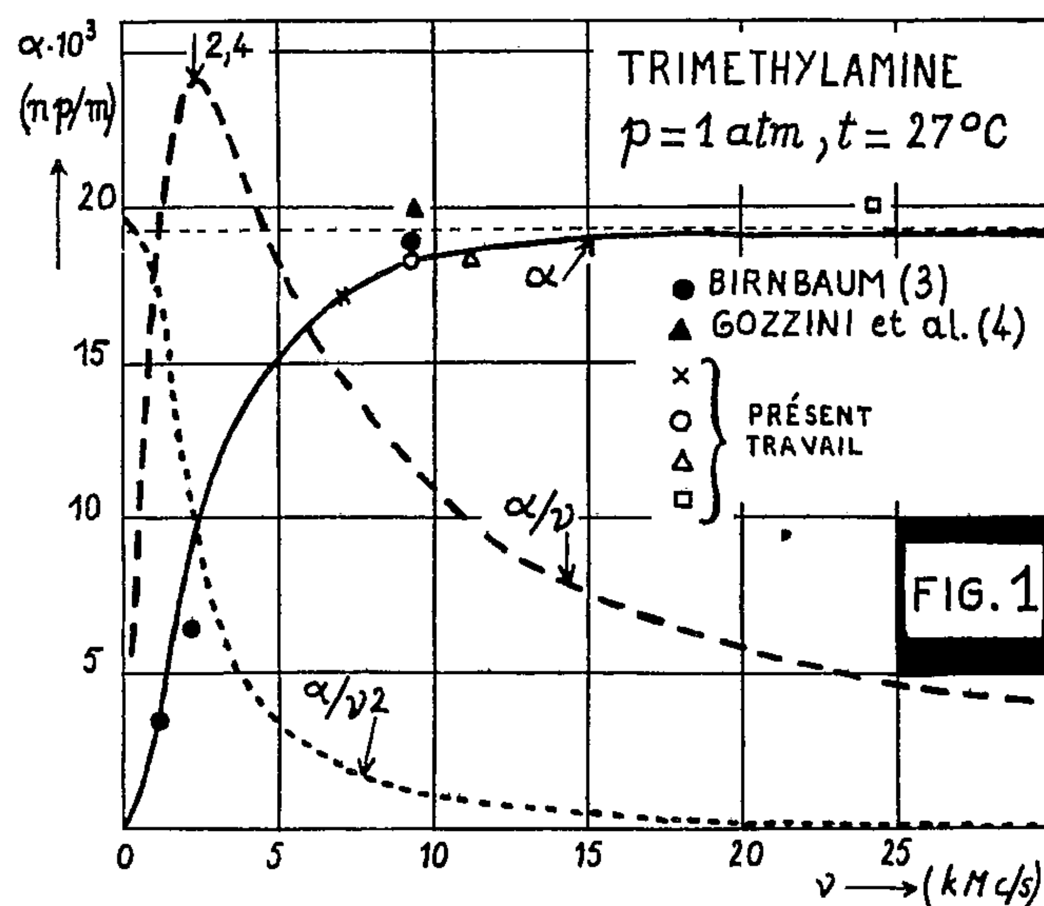
(6) C. A. BEEVERS et W. HUGHES, *Proc. Roy. Soc.*, 177, 1941, p. 251.

(7) G. SHIRANE, F. JONA et R. PEPINSKY, *Proc. Inst. Rad. Engrs*, 43, 1955, p. 1738.

(8) K. NAKAMOTO, M. MARGOSHES et R. E. RUNDLE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6480.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Spectre d'absorption de la triméthylamine en ondes centimétriques (pressions moyennes).* Note (*) de MM. **Demètre Ilias** et **Georges Boudouris**, présentée par M. Jean Lecomte.

1. *Résultats expérimentaux.* — L'absorption α par les vapeurs de triméthylamine a été mesurée à l'aide de deux spectromètres [1], [2] en fonction de la pression ($p = 10$ mm Hg environ jusqu'à 1 atm) aux fréquences $\nu = 7{,}15$ - $9{,}3$ - $11{,}2$ et $24{,}2$ kMc/s et à la température $t = 27^\circ$C. Ces résultats sont présentés (*fig.* 1) sous forme de spectre (α, ν) à $p = 1$ atm.



2. *Type de l'absorption.* — L'étude du spectre indique nettement qu'il s'agit d'absorption du type non résonnant (absorption dipolaire de Debye). Cette conclusion sera confirmée par la discussion qui suit.

3. *Paramètres d'absorption.* — La formule bien connue de Van Vleck-Weisskopf [*voir* par exemple [1]] se réduit, lorsqu'on ne considère qu'une seule raie, dont la fréquence de résonance $\nu_{ij} \to 0$, à celle de Debye, et l'on peut écrire (vapeurs considérées, à mieux que 1 % près, comme gaz parfait) :

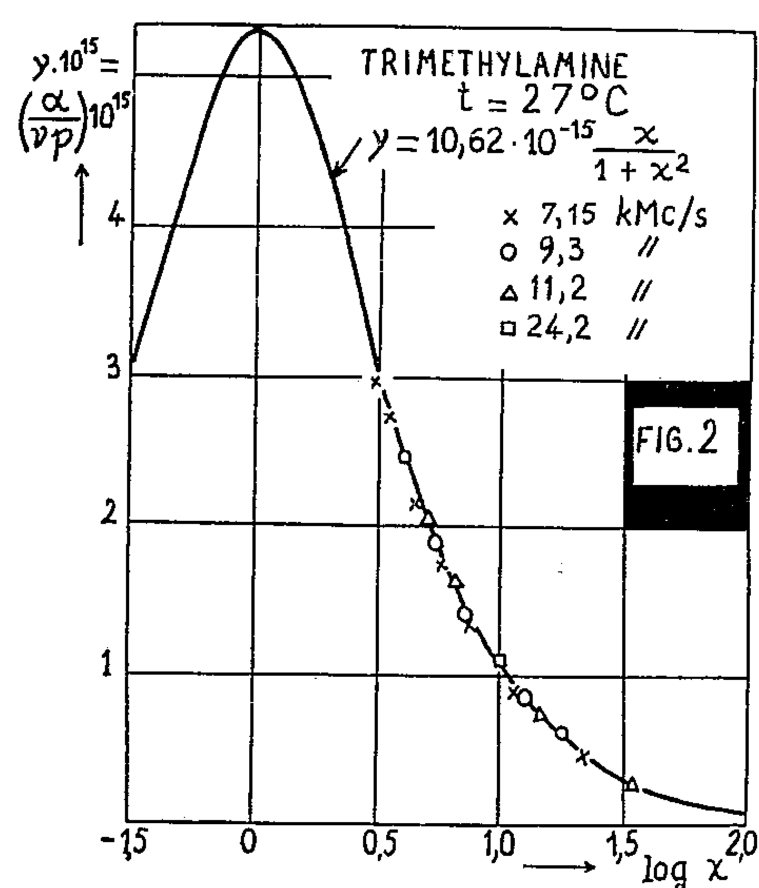
$$(1) \qquad \frac{\alpha}{\nu} = 2\,\mathrm{I}_{\mathrm{T}}\,p\,\frac{\nu(\Delta\nu)}{\nu^2 + (\Delta\nu)^2}, \qquad \left(\mathrm{I}_{\mathrm{T}} = \frac{2{,}76 \cdot 10^{05}}{\mathrm{T}^2}\sum_{ij} f_{ij}\,|\mu_{ij}|^2\right),$$

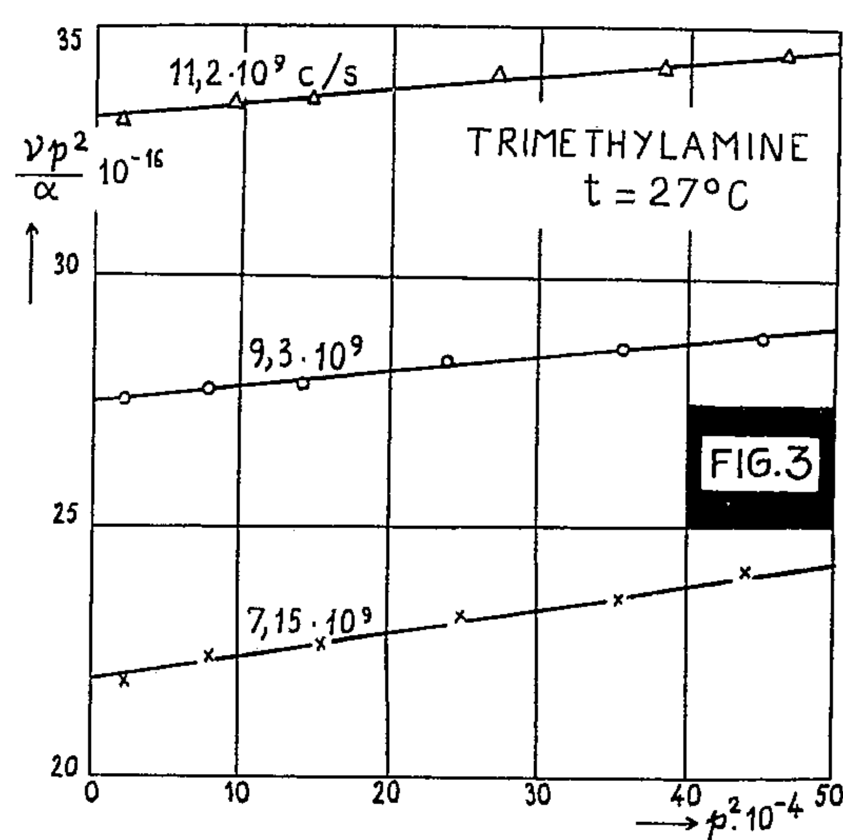
α en népers par mètre, p en millimètres de mercure, ν et $\Delta\nu$ en cycles par seconde ($\Delta\nu$, paramètre de largeur de raie), T en degrés Kelvin; I_{T}, facteur d'intensité (fonction de la température seule); f_{ij} et $|\mu_{ij}|^2$, quantités quantiques, dont on connaît bien la définition (moment dipolaire μ en coulombs.mètre).

L'équation (1) peut encore s'écrire sous la forme (pour $t = 27^\circ$ C) :

$$(2)\qquad y = 2 I_{27} \frac{x}{1+x^2}, \qquad \text{avec } y = \frac{\frac{\alpha}{\nu}}{p} \quad \text{et} \quad x = \frac{\nu}{\left(\frac{\Delta\nu}{p}\right)p},$$

où l'on suppose $\Delta\nu/p =$ Cte (hypothèse justifiée ici par l'ensemble des résultats). La courbe « universelle » (y, x) est tracée (*fig.* 2) de telle sorte qu'elle s'adapte au mieux à l'ensemble des points mesurés. Le raccordement donne $I_{27} = 5{,}31 \cdot 10^{-15}$ et $\Delta\nu = 3{,}2 \cdot 10^6 p$ (unités comme ci-dessus).





Ces mêmes résultats se voient confirmés lorsqu'on écrit l'équation (1) sous la forme

$$(3)\qquad \frac{p^2}{\frac{\alpha}{\nu}} = \zeta + \xi p^2, \qquad \text{où } I_{27} = \frac{1}{2\sqrt{\zeta\xi}} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\nu}{p} = \nu\sqrt{\frac{\xi}{\zeta}},$$

et l'on détermine I_{27} et $\Delta\nu/p$ par le tracé des droites en p^2 (*fig.* 3).

Le fait que les points mesurés suivent de très près la courbe universelle (*fig.* 2) et les droites (*fig.* 3) confirme définitivement le type non résonnant de l'absorption. On ne doit avoir affaire ni à une distribution de plusieurs temps de relaxation (cas Cole-Cole), ni à une absorption résiduelle résonnante sensible (sauf peut-être vers 24 kMc/s). Ce dernier point a été vérifié directement par les données spectrales à faibles pressions ([5]) et par une autre méthode d'évaluation ([3]) (absorption résiduelle inférieure de 0,5 à 1 % dans la bande 7-12 kMc/s).

4. *Détermination de quelques constantes moléculaires.* — La triméthylamine

étant une molécule symétrique de moment dipolaire μ, on aura ([3]) :

$$(4)\quad \sum_{ij} f_{ij}\,|\mu_{ij}|^2 = \mu^2 \frac{B}{B-A}\left\{\left(\frac{A}{B-A}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{A}{B-A}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\pi}{2}\right] + 1\right\}, \qquad (B > A),$$

où $A = 5\,010$ et $B = 8\,721$ Mc/s sont les constantes de rotation ([5]). L'équation (1) donne, alors, pour $T = 300^0$ K : $I_{27} = 0{,}1282.10^{46}\,\mu^2 = 5{,}31.10^{-15}$, d'où $\mu = 2{,}0346.10^{-30}$ Cb.m, soit $\mu = 0{,}61$ debye. Birnbaum ([3]) avait trouvé $\mu = 0{,}60$ debye, tandis que l'étude de Lide et Mann à faibles pressions ([5]) a donné $\mu = 0{,}612$ debye.

En outre, puisque $\tau = 1/2\pi\Delta\nu$, τ étant le « temps de relaxation », on aura à $p = 1$ atm ($\Delta\nu = 3{,}2.10^6.760$ c/s) $\tau = 65{,}5.10^{-12}$ s. Le sens exact d'un tel temps de relaxation, dans le cas d'absorption Debye par les gaz, soulève de sérieuses difficultés d'interprétation, dont il ne sera pas question ici.

On a, enfin, pour le diamètre efficace de choc et d'après les méthodes de la théorie cinétique des gaz : $b = 317{,}3.10^{-6}\ (MT)^{1/4}\ (\Delta\nu/p)^{1/2}$ en angströms, avec $M = 59{,}11$ pour $(CH_3)_3N$. Il en résulte $b = 6{,}55$ Å et la section efficace de choc sera $\sigma = \pi b^2 = 135$ Å^2.

5. *Influence de la température.* — L'expérience donne $\alpha(T) \sim T^{-2{,}9\pm0{,}3}$ (pour T de 273 à 323° K, p de 300 à 600 mm Hg, $\nu = 9{,}3$ kMc/s). L'analyse, à partir de la théorie de VV-W, où l'on admet que la presque totalité des molécules participe au phénomène d'absorption, conduit à $\Delta\nu \sim T^{-0{,}9\pm0{,}3}$. Une telle variation de $\Delta\nu$ en T^{-1} est en accord avec les théories d'élargissement des raies d'Anderson-Margenau-Mizushima.

6. *Interprétation.* — Bien que le spectre à faibles pressions présente en principe la structure simple d'un spectre de rotation d'une molécule symétrique ([5]), les effets secondaires (mouvements internes, structure hyperfine, inversion) semblent permettre des transitions à des fréquences relativement très basses. C'est ces transitions qui doivent être responsables de l'absorption Debye, observée à pressions moyennes.

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) (*a*) G. Boudouris, *Thèse*, 15 novembre 1958, Faculté des Sciences de Paris (sous presse au *J. Méc. Phys. Atm.*). (*b*) A. Battaglia, G. Boudouris, F. Bruin, A. Gozzini et D. Ilias, *Onde Électrique*, suppl. spécial, 2, août 1958, p. 430-440.

([2]) (*a*) D. Ilias, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 653-655. (*b*) D. Ilias et G. Boudouris, *A recording microwave spectrograph* (sous presse).

([3]) G. Birnbaum, *J. Chem. Phys.*, 27, 1957, p. 360-368; *ibid.*, 28, 1958, p. 992.

([4]) A. Battaglia, F. Bruin et A. Gozzini, *Nuovo Cimento*, 7, 1958, p. 87-94.

([5]) D. R. Lide, Jr. et D. E. Mann, *J. Chem. Phys.*, 28, 1958, p. 572-576.

(*Laboratoire de Spectroscopie hertzienne de la Faculté des Sciences de Paris et Istituto di Fisica dell'Università di Pisa.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Forme des diagrammes au voisinage du point de fusion d'un composé défini.* Note de MM. **Marc Génot** et **Raoul Hagège**, présentée par M. Francis Perrin.

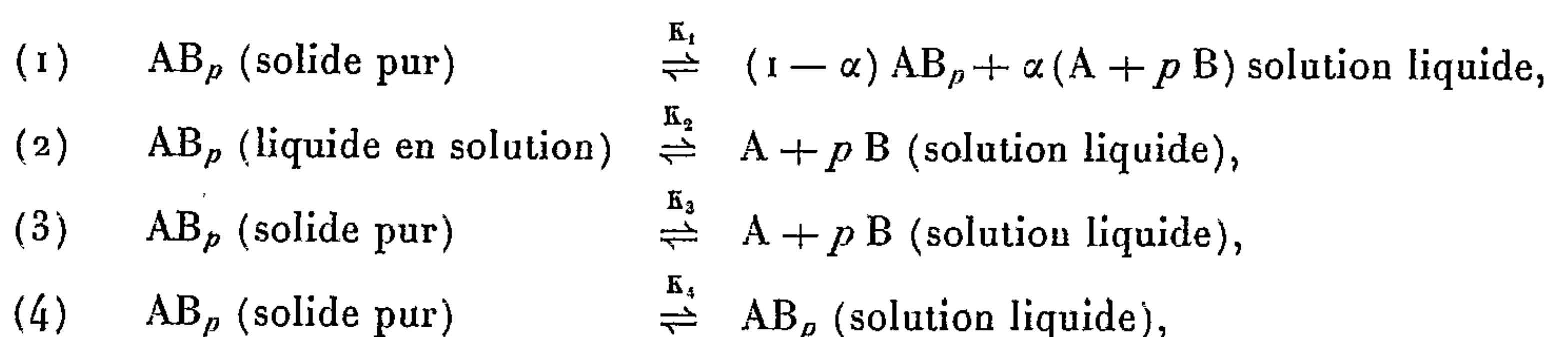
Nous établissons une relation entre le degré de dissociation d'un composé défini et la forme du maximum que présente le diagramme de phases au point de fusion de ce composé.

Les diagrammes d'équilibre des systèmes métalliques binaires qui comportent un composé défini solide à fusion congruente présentent, au point de fusion d'un tel composé, un maximum de caractère le plus souvent arrondi; parfois cependant son tracé est de caractère anguleux (1) : As-Zn (composé Zn_3As_2); Au-La (composé AuLa); Ni-Th (composé Ni_5Th).

Si un composé défini AB_p n'est absolument pas dissocié, le diagramme A-B se présente comme la juxtaposition des deux diagrammes A-AB_p et AB_p-B, ce qui entraîne un point anguleux; s'il est partiellement dissocié, le diagramme admet classiquement une pente nulle à son maximum. Prigogine et R. Defay (2) ont rendu compte de ces différences de forme, en introduisant l'écart à l'idéalité des mélanges A-B, mais sans approfondir l'origine physique de cet écart. Nous essayerons d'examiner le phénomène en fonction de l'importance de la dissociation du composé défini.

Calcul de la dérivée dT/dx le long du diagramme. — Soit AB_p la formule du composé défini; désignons par x le titre molaire global en B en tout point du diagramme A-B. AB_p étant supposé rigoureusement stœchiométrique à l'état solide, appelons α son coefficient de dissociation à l'état liquide en ses éléments A et B.

Nous pouvons donc écrire les quatre équilibres suivants (dont deux seulement sont indépendants) :



(1) AB_p (solide pur) $\overset{K_1}{\rightleftharpoons}$ $(1-\alpha)\,AB_p + \alpha(A + p\,B)$ solution liquide,

(2) AB_p (liquide en solution) $\overset{K_2}{\rightleftharpoons}$ $A + p\,B$ (solution liquide),

(3) AB_p (solide pur) $\overset{K_3}{\rightleftharpoons}$ $A + p\,B$ (solution liquide),

(4) AB_p (solide pur) $\overset{K_4}{\rightleftharpoons}$ AB_p (solution liquide),

où α ne dépend que de la température quand nous évoluons sur la courbe d'équilibre.

Désignons par $[AB_p]$, [A] et [B] les activités des corps AB_p, A et B dans une solution ternaire qui contient réellement ces trois espèces chimiques (3).

Effectuons un déplacement virtuel dT, dx le long du diagramme et exprimons l'effet de ce déplacement sur les équilibres (3) et (4). Appliquons la relation de Gibbs-Duhem au mélange ternaire de AB_p, A et B en utilisant les concentrations molaires N_A, N_B, N_{AB_p}, de ces trois constituants calculés

en fonction de α et de x. Désignons par K_2^* la valeur que prend K_2 dans l'hypothèse d'idéalité et par Λ_f la chaleur de fusion du composé AB_p. L'ensemble des calculs conduit à la relation suivante :

$$(5)\qquad \frac{dT}{dx}=\frac{\left(p\frac{1-x}{x}-1\right)\left(\frac{\partial\log[A]}{\partial x}\right)_T}{N_{AB_p}\left\{\left[\frac{p}{\alpha}-p(1-\alpha)-\alpha\right]\frac{\Lambda_f}{RT^2}-\alpha\frac{d\log K_2^*}{dT}\right\}}.$$

En pratique, pour apprécier le caractère du maximum, il est nécessaire de définir un critère; nous adopterons le suivant : pour un écart de titre donné au sommet (cet écart pourra être la limite de séparation expérimentale ou visuelle de deux points), la pente de la courbe d'équilibre devra dépasser une certaine valeur pour que le maximum soit de caractère anguleux. Cet écart de titre et cette valeur de la pente fixés, nous chercherons les conditions que doit vérifier α pour que le maximum soit de caractère anguleux.

Posons $x=x_p-[p\varepsilon/(1+p)^2]$ où x_p est la composition du maximum et où ε a une valeur déterminée.

Nous supposerons la solution idéale par rapport à A : comme nous sommes en présence d'un mélange ternaire de AB_p, A et B, cette condition n'entraîne pas l'idéalité par rapport à AB_p ou B. Nous supposons aussi ε et α négligeables devant l'unité (inférieures à 10^{-2} par exemple).

Dans ces conditions, nous avons $N_{AB_p}\simeq 1$ et la relation

$$(6)\qquad K_2^*=p^p\alpha^p(\varepsilon+\alpha).$$

En rapprochant (5) et (6), nous obtenons

$$(7)\qquad \frac{dT}{dx}=\frac{\left(\frac{p+1}{p}\right)^2\frac{\varepsilon}{\varepsilon+\alpha}}{\frac{\Lambda_f}{RT^2}+\frac{d\alpha}{dT}\left(p+\frac{\alpha}{\alpha+\varepsilon}\right)+\frac{\alpha}{\alpha+\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dT}}.$$

Mais ε est lié à x et nous avons

$$\frac{d\varepsilon}{dT}=-\frac{(p+1)^2}{p}\frac{1}{\left(\frac{dT}{dx}\right)},$$

dT/dx apparaît donc dans les deux membres de la relation (7).

Résolvons par rapport à dT/dx quand celui-ci n'est pas rigoureusement nul :

$$(8)\qquad \frac{dT}{dx}=\frac{\left(\frac{p+1}{p}\right)^2}{\frac{\Lambda_f}{RT^2}+\frac{d\alpha}{dT}\left(p+\frac{\alpha}{\alpha+\varepsilon}\right)}.$$

Remarquons que la quantité $p+[\alpha/(\alpha+\varepsilon)]$ reste comprise entre p et $p+1$. dT/dx dépend donc essentiellement de la valeur que prend $d\alpha/dT$.

Si α n'est pas rigoureusement nul, nous savons que le digramme admet une tangente horizontale au point indifférent : par continuité, un diagramme de caractère anguleux devra donc brusquement s'arrondir au voisinage du sommet : pour rendre compte de cette forme, α doit rester petit et varier peu, puis au voisinage de la température d'indifférence, croître rapidement avec une dérivée $d\alpha/d\mathrm{T}$ très grande.

De manière plus précise, choisissons comme nous l'avons déjà indiqué, un couple de valeurs ε et $d\mathrm{T}/dx$ qui sert à définir le caractère anguleux du sommet. La valeur que ne doit pas dépasser $d\alpha/d\mathrm{T}$ pour que le sommet soit anguleux est donnée par

$$\frac{d\alpha}{d\mathrm{T}} = \frac{1}{\mathrm{A}}\left[\frac{(p+1)^2}{p\,\dfrac{d\mathrm{T}}{dx}} - \frac{\Lambda_f}{\mathrm{RT}^2}\right]$$

où A est égal à p ou $p+1$ suivant que ε est grand ou négligeable devant α.

En particulier, nous pouvons voir en nous reportant à la relation (8) dans quelles conditions on retrouve une première tangente expérimentale suivant la loi de Raoult. Il suffit que $d\alpha/d\mathrm{T}$ soit négligeable devant Λ_f/RT^2, on voit donc que tout sommet à caractère anguleux ne présente pas forcément une première tangente régie par la loi de Raoult.

Si nous abandonnons l'hypothèse d'idéalité de la solution par rapport à A, les conclusions précédentes sont intégralement conservées si $(\partial \log \gamma_{\mathrm{A}}/\partial x)_{\mathrm{T}}$ reste petit devant $1/\varepsilon$, condition peu restrictive.

(1) M. Hansen, *Constitution of binary alloys*, Mac Graw Hill, Londres, 1958.

(2) I. Prigogine et R. Defay, *Thermodynamique chimique*, Dunod, Paris, 1946.

(3) Prigogine, s'appuyant sur le fait qu'on dispose de deux constituants indépendants seulement, définit un système d'activités de A et de B qui permet de représenter les propriétés thermodynamiques du système en éliminant AB_p constituant non indépendant. Ce système d'activités diffère évidemment de celui que nous choisissons ici.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude par spectrographie ultraviolette d'associations entre amines et phénols.* Note de MM. **André Julg** et **Maurice Bonnet**, présentée par M. Paul Pascal.

En solution dans un solvant inerte les phénols s'associent aux amines par liaison hydrogène selon la réaction équilibrée :



$$AOH + NR_3 \rightleftharpoons AOH\ldots NR_3.$$

L'établissement de la liaison hydrogène perturbe les caractéristiques électroniques de la molécule AOH si bien que le spectre d'absorption du complexe $AOH\ldots NR_3$ diffère sensiblement de celui des molécules libres ([1]).

On observe donc en solution le spectre du mélange : phénol, amine et complexe. La mesure, pour une longueur d'onde donnée, des densités optiques D_1 et D_2 de mélanges obtenus à partir d'une solution de phénol dans l'heptane, de concentration C_0, de densité optique D_0 et de quantités d'amines correspondant à la concentration totale C_1 et C_2, permet de calculer la constante d'équilibre K. En négligeant C_0 de l'ordre de 10^{-4} mole/l, devant C_1 et C_2 comprises entre 10^{-1} et 10^{-2} mole/l, on démontre qu'on a

$$K = \frac{C_1(D_0 - D_2) + C_2(D_1 - D_0)}{C_1 C_2[(D_2 - D_1) - \varepsilon(C_2 - C_1)]},$$

ε, coefficient d'extinction moléculaire de l'amine.

En général, on se place dans un domaine de longueurs d'onde où l'amine est transparente ($\varepsilon = 0$); la formule se simplifie alors, c'est le cas des amines saturées, mais cela n'est pas possible avec des amines aromatiques.

Nous avons étudié les associations entre le phénol, le α et le β-naphtol d'une part et la monobutyl-, la dibutyl-, la triéthylamine et la pyridine d'autre part.

L'heptane (Phillips Petroleum) a été traité à l'oléum. Après neutralisation par le carbonate de sodium puis par la soude et lavage à l'eau distillée, il a été desséché sur anhydride phosphorique et distillé.

Le phénol (Prolabo) a été distillé sous pression ordinaire ($t_e = 182^{\circ}$ C), l'azéotrope obtenu a été détruit par distillation sous pression réduite ($t_e = 61\text{-}62^{\circ}$ C sous 4,75 mm Hg).

Les naphtols (produits purs Merck) ont été purifiés par sublimation sous pression réduite.

Pour les amines nous avons utilisé directement des produits Fluka purissimes.

Les mesures de densité optique ont été faites sur le spectrophotomètre enregistreur Graphi-Spectral Jouan. Cuves de quartz de 1 cm d'épaisseur. Température : 25° C.

La constante K a été calculée pour chaque solution pour une cinquantaine de longueurs d'onde. Les valeurs obtenues, à partir de deux couples de concentrations C_1, C_2, sont assez dispersées, mais il est facile de se rendre compte que la loi de répartition est gaussienne. Nous avons adopté la moyenne quadratique.

Le tableau ci-dessous résume les valeurs trouvées :

	Phénol ($k_a = 10^{-10}$).	α-naphtol ($k_a = 1,4.10^{-10}$).	β-naphtol ($k_a = 1,2.10^{-10}$).
Monobutylamine..........	98	146	128
Dibutylamine.............	100	162	138
Triéthylamine.............	86	117	102
Pyridine.................	-	117	104

Deux faits essentiels se dégagent :

1° pour une amine donnée l'équilibre est déplacé d'autant plus dans le sens de la formation du complexe que le phénol est plus acide;

2° pour un phénol donné les amines se classent toujours dans le même ordre de facilité décroissante : dibutylamine, monobutylamine, triéthylamine, la pyridine se plaçant à égalité avec la triéthylamine.

L'établissement d'une liaison hydrogène entre le groupement O—H et le doublet de l'azote est d'autant plus facile que les moments de la liaison O—H et du doublet sont plus grands [2]. Mais à cet effet purement électrostatique se superpose la déformation du doublet de l'azote : la liaison est d'autant plus intense qu'il est plus polarisable [3].

Effectivement, on constate que pour une amine donnée, la constante d'équilibre est d'autant plus élevée que le phénol est plus acide, la liaison O—H est alors plus polaire.

Pour un phénol donné l'interprétation est moins évidente. En effet, le moment des amines décroît régulièrement des amines primaires aux tertiaires : 1,2, 1,0 et 0,7 debye pour les trois classes. D'autre part, en l'absence de données précises sur la polarisabilité du doublet de l'azote, on peut admettre que celle-ci varie en sens inverse du potentiel d'ionisation. Or, on observe une décroissance monotone des amines primaires aux tertiaires : 9,0, 8,3 et 7,9 eV pour les trois classes.

La seule prise en considération de l'attraction électrostatique ou de la polarisabilité ne parvient donc pas à rendre compte de la gradation observée.

D'après la valeur des moments, les amines primaires devraient être les plus associables, mais d'après la valeur du potentiel d'ionisation, ce seraient les tertiaires. Les deux effets se contrarient. La position respective des amines montre donc que ces deux facteurs ont une importance comparable. Une conclusion analogue a été d'ailleurs obtenue théoriquement par Grahn pour divers types de liaison hydrogène [4].

Le fait que la pyridine présente une facilité d'association comparable à celle de la triéthylamine doit être interprété comme indiquant l'exis-

tence d'une conjugaison entre les électrons π des phénols et ceux de la pyridine, qui stabilise le complexe.

Ce travail fera l'objet d'un article détaillé au *Journal de Chimie physique.*

(1) N. D. COGGESHALL et G. M. LANG, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 3283; S. NAGAKURA et M. GOUTERMAN, *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 881.

(2) A. JULG, *Cours de Chimie théorique*, C. R. D. P., Aix-en-Provence, 1re éd., 1959, p. 81.

(3) J. BARRIOL, *La constitution des molécules*, Gauthier-Villars, Paris, 1958, p. 221.

(4) R. GRAHN, *Arkiv för Fysik*, 15, 1959, p. 257.

(*Laboratoire de Chimie théorique, Faculté des Sciences, Marseille.*)

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la corrosion électrochimique de l'alumine frittée dans un bain de métasilicate de sodium.* Note (*) de MM. **Maurice Dodero** † et **Michel Darcy**, présentée par M. Louis Hackspill.

La corrosion de l'alumine frittée dans un bain de métasilicate de sodium à 1 200° C est nettement augmentée par une polarisation positive mais non modifiée par une polarisation négative. On rend compte de cette dissymétrie en faisant une hypothèse sur le mode de conduction de l'alumine qui serait électronique dans le premier cas et ionique dans le second.

Dès 1950, Peychès et Le Clerc ([1]) mettent en évidence le rôle important que jouent les phénomènes électrolytiques dans la corrosion des réfractaires par les verres et proposent un classement des oxydes réfractaires en fonction du potentiel qu'ils prennent par rapport à une électrode de platine. Plumat ([2]) étudie également par des mesures de différence de potentiel, les phénomènes de contact entre verres fondus et oxydes réfractaires. Dunaev et Litvakovskij ([3]) préconisent une sélection des réfractaires devant résister à l'attaque du verre, d'après la valeur du potentiel qu'ils prennent par rapport au platine. Enfin une équipe de chercheurs japonais ([4]) a entrepris une série d'études analogues.

Aucune étude quantitative ne semble avoir été faite sur l'action que pouvait avoir la polarisation d'un réfractaire par une source extérieure de courant sur l'évolution du processus de corrosion par un flux igné. C'est le but de l'étude entreprise.

La présente communication porte sur la corrosion électrolytique de l'alumine frittée par le métasilicate de sodium à 1200° C. Les essais ont été conduits dans un four à résistance de platine à l'intérieur duquel la température est maintenue constante à quelques degrés près. On opère en creuset de platine. Le réfractaire lui-même sert d'électrode. Le retour du courant se fait par le creuset.

Les échantillons réfractaires sont des gaines cylindriques fermées à la partie inférieure. L'amenée de courant est réalisée selon le dispositif représenté sur la figure 1. Le contact électrique est assuré par de l'or liquide.

La mise en place consiste à aspirer l'or dans le tube d'alumine, sur une hauteur telle qu'il atteigne le niveau correspondant dans le four à la température de solidification du métal. L'or liquide de la partie inférieure de la colonne reste en place. Un fil métallique introduit par la partie supérieure du tube d'alumine jusqu'à butée assure la liaison avec la source extérieure. La spirale de chauffage permet de fondre l'or après essai de manière à vider le tube d'alumine ([5]).

La résistance électrique du réfractaire étant très différente d'une gaine à l'autre, les essais sont conduits à intensité constante, ce qui permet d'obtenir des résultats reproductibles. La durée totale d'un essai est de 4 h 30 mn. On réserve 20 et 10 mn respectivement au début et à la

fin de chaque essai pour mettre en place le contact et mesurer la résistance et la tension aux bornes de la cellule. L'électrolyse ne dure donc que 4 h.

La corrosion s'exerce sur une surface de 6 cm². Elle est mesurée par la perte de poids de l'échantillon après lavage.

Les résultats obtenus avec l'alumine frittée sont représentés par la courbe de la figure 2. En abscisse est portée la densité de courant moyenne à la surface réfractaire-bain, et en ordonnée la perte de poids qui correspond aux 4 h d'électrolyse. Celle-ci est obtenue avec une bonne approximation en soustrayant de la perte de poids mesurée la perte de poids relative à un essai de 30 mn sans tension extérieure, soit 29 mg.

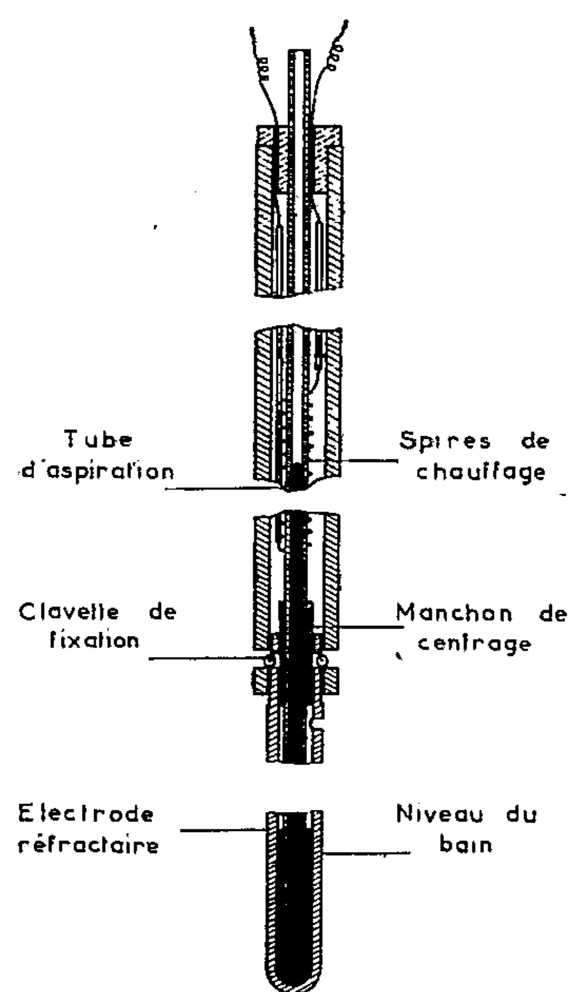


Fig. 1.

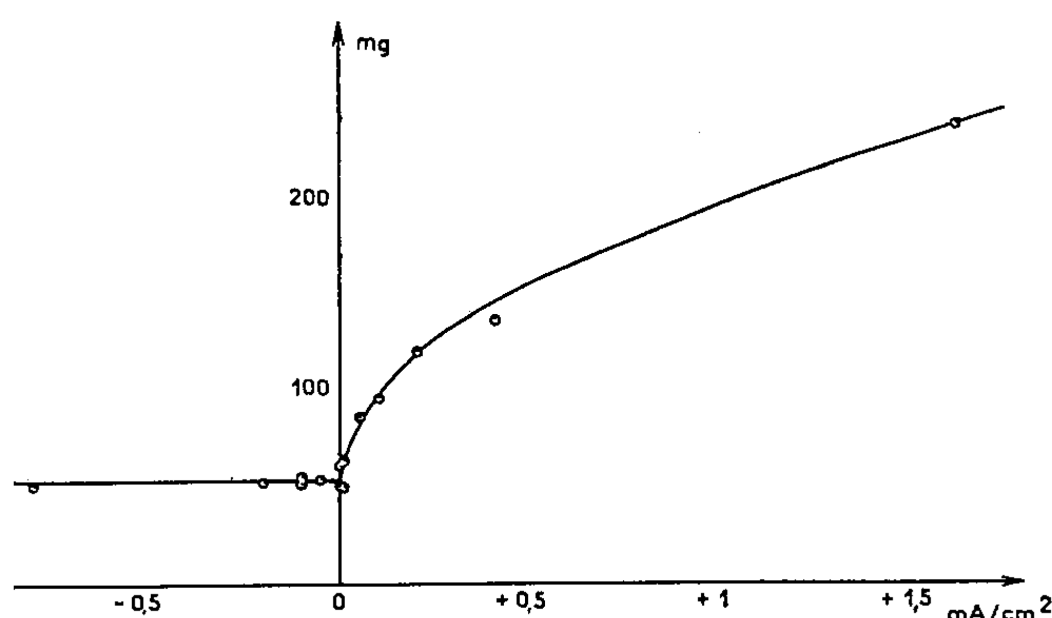


Fig. 2.

Les écarts entre la courbe et les points expérimentaux sont dus pour une large part au fait que les échantillons réfractaires ne sont pas identiques entre eux : ce sont des produits industriels.

On voit qu'une polarisation positive entraîne une augmentation nette de la corrosion alors qu'une polarisation négative au contraire ne modifie pas sensiblement celle-ci.

Une hypothèse sur le mode de conduction du réfractaire, fondée sur plusieurs observations expérimentales, semble pouvoir expliquer cette dissymétrie.

Lorsque le réfractaire est positif, il se forme des bulles gazeuses à l'interface réfractaire-bain, dues à la décharge des anions oxygénés. Lorsque le réfractaire est négatif, on observe une migration à travers le réfractaire des ions Na^+ qui viennent se décharger sur l'or, avec un rendement faradique qui peut être voisin de 1.

La conduction dans le réfractaire serait donc à la fois ionique et électronique, l'un ou l'autre de ces processus pouvant devenir prépondérant suivant que le réfractaire est cathodique ou anodique.

Dans cette hypothèse, l'électrode réelle est l'or si le réfractaire est cathodique et le réfractaire lui-même si celui-ci est anodique. Dans le premier cas, la surface réfractaire-bain correspond à la limite de deux électrolytes : le passage du courant n'amène aucune modification du bain, d'où aucune action sur la corrosion. Dans le deuxième cas, les bulles d'oxygène qui correspondent à la décharge des anions produisent, par un phénomène mécanique, une corrosion supplémentaire.

Les hypothèses sur le mode de conduction seront précisées dans une publication ultérieure. L'étude se poursuit avec d'autres réfractaires.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) P. Le Clerc et I. Peychès, *Verres et Réfractaires*, n° 6, novembre-décembre 1953.

(2) E. Plumat, *Silicates industriels*, avril 1954, p. 141-154.

(3) V. G. Dunaev et A. A. Litvakovskij, *Steklo i Keram*, n° 3, mars 1958, p. 13-16.

(4) M. Ihara, T. Yamamoto, A. Konishi et A. T. Arimori, *Yoggo Kyokai Shi*, 67, n° 1, 1959, d'après *Chem. Abstr.*, 53, 1959, 11 957 *i*.

(5) La technique relative à l'emploi d'or liquide pour assurer le contact a été mise au point en collaboration avec C. Déportes.

(*E. N. S., Électrochimie et Électrométallurgie de Grenoble.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Traitement d'insertion d'azote dans la ferrite.* Note (*)
de MM. **Jacques Pomey**, **Michel Mouflard**, **Alain Royez** et **Michel Wintenberger**, présentée par M. Georges Chaudron.

Juste en dessous de la température eutectoïdique du diagramme fer-azote, il est possible d'obtenir la fixation et la diffusion d'azote en insertion dans la ferrite et de maintenir cet état par trempe. Ce traitement superficiel relève l'endurance aux efforts alternés de 85 %, grâce aux modifications structurales qui se produisent à l'échelle de la maille cristalline.

A 560°, température peu inférieure à celle de la transformation eutectoïdique $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ du diagramme fer-azote, la solubilité de l'azote dans la ferrite est de 0,08 %, onze fois plus élevée que celle du carbone, de sorte que par l'action combinée de ces deux éléments d'insertion ses effets sur les traitements thermiques et sur les propriétés mécaniques des aciers doux sont exaltés.

Par réaction d'une atmosphère d'ammoniac dilué par de l'azote et de l'hydrogène provenant de la dissociation préalable d'ammoniac, on peut à 560° fixer de l'azote par insertion et le faire diffuser dans la ferrite sans aucune apparition de nitrure libre. Pour les éprouvettes de traction de $2 \times 0,8$ mm de section, la saturation à cœur est obtenue de manière homogène par un traitement de 30 h en présence de 15 % NH_3. Pour les éprouvettes d'endurance de 6,5 mm de diamètre, un traitement superficiel de 4 h en présence de 30 % NH_3 donne la saturation en surface avec une concentration décroissante sur une profondeur de 0,4 mm. Dans l'un et l'autre cas, la nitruration est suivie d'une trempe vive à l'eau froide, conservant cette structure à la température ambiante, sans aucune séparation de nitrure.

Le vieillissement spontané à la température ambiante peut être accéléré par chauffage entre 50 et 100° ou encore par un léger écrouissage. Nous avons établi que le vieillissement des éprouvettes traitées de manière homogène se traduit par un relèvement de la limite élastique dont la valeur limite 21 kgf/mm² est indépendante du moyen mis en œuvre pour l'obtenir. Les limites élastiques sont respectivement 30 pour l'acier doux, 42 pour le même après nitruration et trempe, 63 kgf/mm² après vieillissement naturel total.

Sur éprouvette de fatigue par flexion rotative, la limite d'endurance qui était de 23 pour l'acier extra-doux recuit initial, s'élève à 42,5 kgf/mm² sur les éprouvettes traitées superficiellement, qu'il y ait eu ou non de vieillissement préalable, naturel ou accéléré. Ce relèvement de 85 % de la limite d'endurance est remarquable, car la micrographie ne décèle aucune modification de structure dans les couches les plus superficielles de l'éprouvette; bien qu'il y ait relèvement de la dureté superficielle au cours de la

sollicitation alternée, cette modification favorable est donc à l'échelle de la maille cristalline.

On remarque que la région la plus chargée est le substratum de la couche nitrurée; c'est là qu'apparaissent très nettement les larges bandes de glissement intracristallines qui précèdent la crique de fatigue. Toutefois, la limite d'endurance trouvée montre que cette région a été considérablement soulagée par l'adaptation sous sollicitation alternée.

Le même mécanisme se manifeste aussi, mais avec une amplitude moins grande dans les aciers au carbone recuits ou trempés et revenus. C'est ainsi que dans un acier à 0,35 % C trempé martensitique et revenu à 600°, donnant à la traction 80 kgf/mm² de charge de rupture, la nitruration superficielle d'insertion α suivie de trempe fait remonter l'endurance de 43,5 à 62,5 kgf/mm². Si, au contraire, l'acier contient du chrome ou de l'aluminium, la limite de solubilité de l'azote dans la phase α est tellement abaissée que le relèvement des propriétés mécaniques n'existe plus.

Si, par contre, on effectue sur les éprouvettes d'acier doux nitrurées et trempées un revenu de 24 h à 150°, le nitrure de fer Fe_4N précipite très finement et très régulièrement dans la ferrite. La limite élastique tombe de 63 à 38 et la limite d'endurance s'abaisse de 42,5 à 31,5 kgf/mm². Le revenu est donc préjudiciable, mais les pièces correctement traitées peuvent travailler jusqu'à 100° sans perdre leurs propriétés.

(*) Séance du 29 février 1960.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Relations entre la restauration des propriétés mécaniques et de la résistivité électrique, et l'évolution des structures observées par microscopie électronique dans l'aluminium.* Note (*) de MM. CHRISTIAN MESSAGER et OMOURTAGUE DIMITROV, présentée par M. Georges Chaudron.

Pour étudier l'influence de l'évolution structurale, observée par microscopie électronique ([1]), sur les propriétés mécaniques de l'aluminium, des essais de microdureté ont été effectués sur une série d'échantillons d'aluminium raffiné dont la concentration en impuretés (déduite de la résistivité électrique à basse température) était voisine de 90.10^{-6}. Sur ces

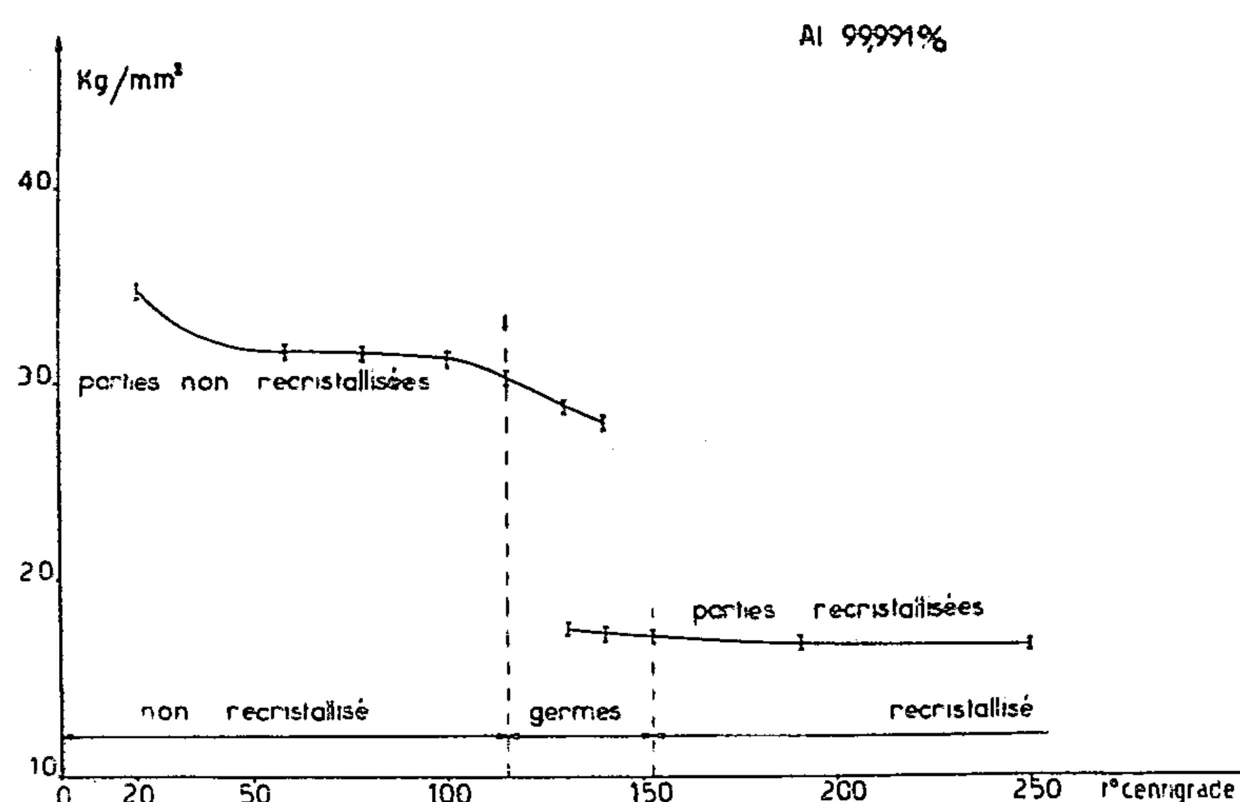


Fig. 1. — Variation de la microdureté (diagonale de l'empreinte carrée : 30 μ) au cours de recuits isochrones d'une durée de 2 h.
Courbe supérieure : Empreintes effectuées sur la matrice.
Courbe inférieure : Empreintes effectuées sur les germes et sur les cristaux.

échantillons écrouis par laminage de 98 % et recuits à diverses températures pendant 2 h, on a mesuré la microdureté de la matrice écrouie, et, éventuellement, des portions recristallisées. La courbe supérieure de la figure 1 montre que la restauration de la microdureté se produit en deux stades; le premier correspond au perfectionnement des petits blocs observables dans la structure écrouie ([1]) et le second, qui a déjà été observé par Ricketts, Kelly et Beck ([2]) dans le cas de monocristaux écrouis, correspond au grossissement de ces blocs.

Pour mettre en évidence l'influence des impuretés sur ce phénomène nous avons étudié le comportement d'un aluminium purifié par zone fondue auquel a été ajouté du cuivre à la concentration de 120.10^{-6}. Nous avions montré que, dans cet alliage, la recristallisation est précédée de deux stades d'évolution de la résistivité électrique, dont le second

s'accompagne d'une variation des propriétés mécaniques ([3]), ([4]). Le tableau I montre l'évolution parallèle de la résistivité électrique et de la charge à la rupture.

TABLEAU I.

Restauration des propriétés électriques et mécaniques à + 87 °C.
(Aluminium de zone fondue, additionné de 120.10^{-6} de cuivre.)

Traitement après écrouissage.	Excès de résistivité restant après recuit (%).	Charge à la rupture (kg/mm²).
Recuit de 90 s à 0° C (élimination des lacunes).......	100	28,5 ± 0,5
Recuits de 90 s à 0° C + 33 s à 87° C	65	25,2 ± 1,7
Recuits de 90 s à 0° C + 470 s à 87° C	40	22,7 ± 1,1

N. B. — La charge à la rupture du métal recristallisé à 200° C est de 10,7 ± 0,7 kg/mm².

Les micrographies des figures 2, 3 et 4 sont relatives aux différentes étapes du recuit à 87° C. On constate qu'après 33 s à 87° C une partie notable de la résistivité électrique et de la charge à la rupture est restaurée, alors que la seule évolution observable micrographiquement est la disparition des dislocations présentes à l'intérieur des blocs. Le perfectionnement des limites entre blocs, visible après le recuit de 470 s à 87° C, correspond à une variation plus faible des propriétés mécaniques et électriques. Il faut toutefois noter qu'à ce stade il existe encore des limites incomplètement perfectionnées, alors que certains blocs commencent déjà à grossir.



Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 2. — Aluminium contenant 120.10^{-6} de cuivre.
Écrouissage de 97 % dans l'azote liquide et recuit de 90 s à 0° C (G × 30 000).
Fig. 3. — Aluminium contenant 120.10^{-6} de cuivre.
Écrouissage de 97 % dans l'azote liquide
et recuit de 90 s à 0° C + 33 s à 87° C (G × 30 000).

Dans cet alliage, le grossissement des domaines précédant la germination, commence donc avant le complet perfectionnement de la structure. Par contre, dans un aluminium raffiné, contenant des impuretés à une

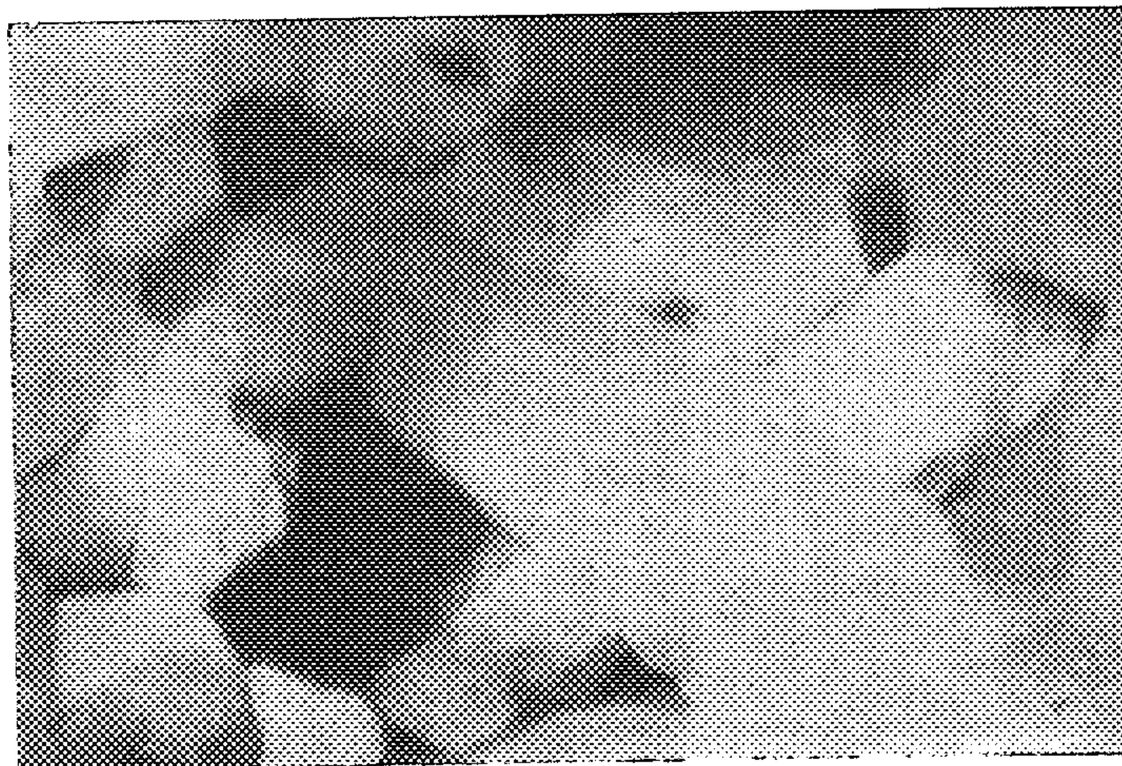


Fig. 4. — Aluminium contenant 120.10^{-6} de cuivre.
Écrouissage de 97 % dans l'azote liquide
et recuit de 90 s à 0° C + 470 s à 87° C (G × 20 000).

teneur de 300.10^{-6}, ces deux stades sont séparés par un intervalle de température de 100° C ([1]). Les impuretés exercent donc une influence retardatrice plus importante sur le grossissement des domaines que sur leur perfectionnement.

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) C. Messager et O. Dimitrov, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1658.
([2]) B. G. Ricketts, A. Kelly et P. A. Beck, *Trans. A. I. M. E.*, 215, 1959, p. 949.
([3]) O. Dimitrov, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 265.
([4]) O. Dimitrov, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2355.

(*Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.*)

MÉTALLURGIE. — *Densité du fer, du nickel et du cobalt à l'état liquide.* Note (*) de M. **Louis-Didier Lucas**, présentée par M. Paul Pascal.

On étudie la variation du volume spécifique en fonction de la température à l'état liquide, à partir d'une température voisine de celle de la fusion jusque vers 1700° C.

Pour déterminer le volume spécifique de métaux à l'état liquide, notre choix s'est porté sur la méthode utilisée par Van Vlack ([1]). Elle consiste à mesurer la pression juste nécessaire pour détacher une bulle gazeuse d'un tube de soufflage placé successivement à deux niveaux différents

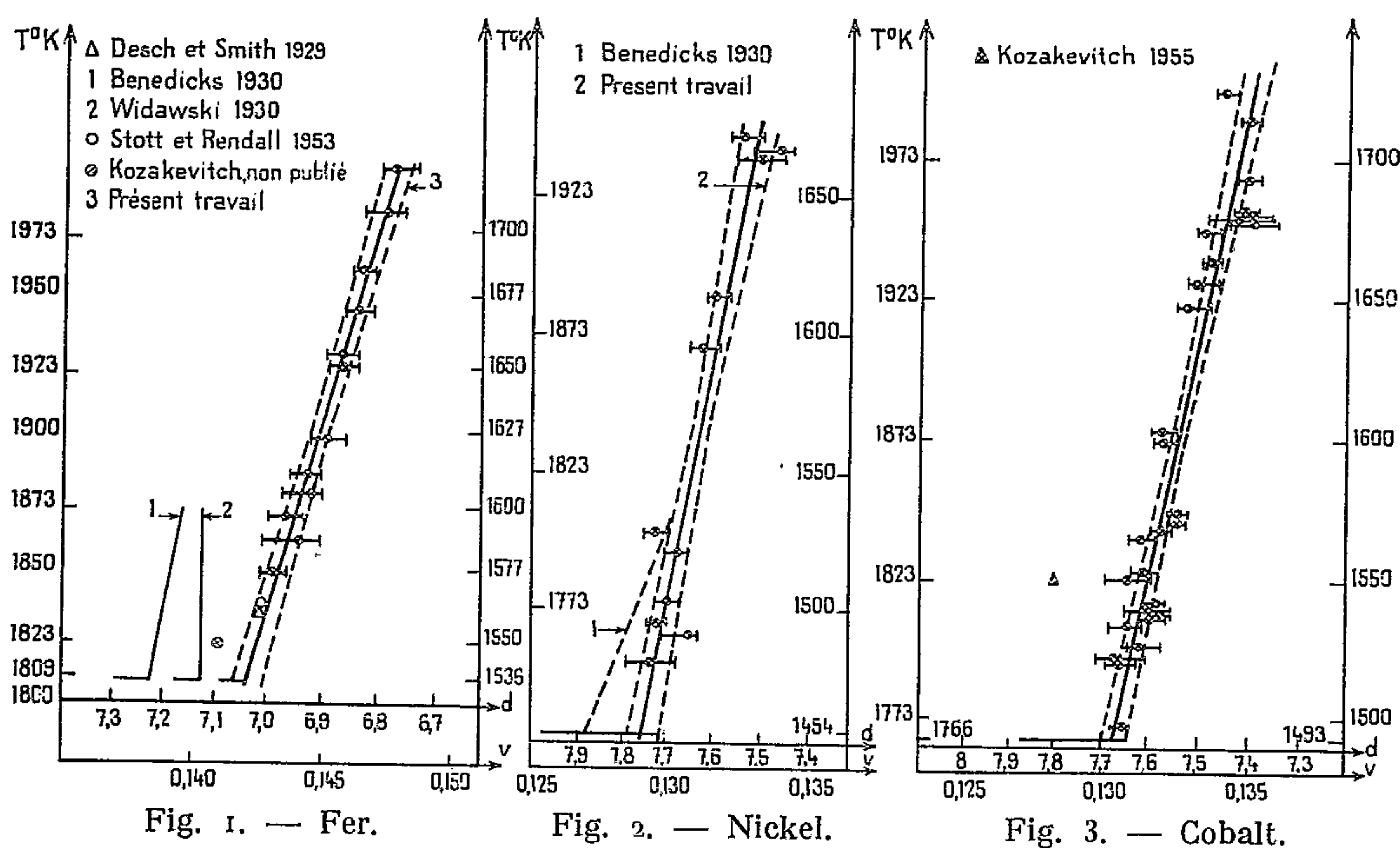


Fig. 1. — Fer. Fig. 2. — Nickel. Fig. 3. — Cobalt.

bien définis dans le métal liquide.

Le mode opératoire a été exposé dans une précédente Note ([2]). On a procédé cependant à deux vérifications :

— Le coefficient de dilatation moyen de l'alumine que nous avions déduit des valeurs trouvées par Ebert et Tingwaldt ([3]) a été calculé ([4]) en utilisant le dilatomètre absolu enregistreur à haute température de Baudran ([5]), ce qui a permis de vérifier la correction due à la dilatation du tube de bullage entre la température ambiante T_0 et la température de travail T.

— La correction due à l'immersion du tube de bullage et ayant pour conséquence de faire varier la hauteur du métal liquide, fut éliminée en opérant de la manière suivante : on procède à une première mesure avec le tube de bullage à une hauteur z_1 au-dessous de la surface du liquide, tout en ayant plongé dans le métal d'une hauteur z_2 une gaine d'alumine

de même diamètre et de même qualité que le tube de bullage. Une deuxième mesure est ensuite effectuée à une hauteur z_2, la gaine d'alumine étant alors à une hauteur z_1. Les volumes du liquide déplacé étant égaux et de signe contraire, la hauteur de métal ne varie pas. Ces mesures ont confirmé les corrections utilisées précédemment dans le cas d'un tube de bullage unique.

De nombreuses mesures sont faites à différentes températures sur du fer pur obtenu par fusion et coulée sous vide, sur du nickel et sur du cobalt de haute pureté, dont les teneurs totales en impuretés ne dépassent pas respectivement 0,05, 0,15 et 0,002 %.

Les figures 1, 2 et 3 rassemblent nos données expérimentales ainsi que celles d'autres auteurs. Nos résultats sont obtenus en traçant la droite de régression des volumes spécifiques en fonction des températures.

Les valeurs numériques, ainsi que l'écart type σ_v de la valeur moyenne $\bar{v}$ et l'écart type de la pente de la droite de régression $\sigma_{\partial v/\partial t}$, se résument comme suit, avec $\alpha = (1/v)(\partial v/\partial t)$:

$$v_{Fe} = 0{,}1421 + 30{,}7.10^{-6}\ (T_{°K} - 1809), \qquad \alpha_{Fe} = 216.10^{-6},$$
$$\text{avec}\quad \sigma_v = \pm 1{,}3.10^{-4}, \qquad \sigma_{\frac{\partial v}{\partial t}} = \pm 3{,}8.10^{-6};$$

$$v_{Co} = 0{,}1304 + 20{,}9.10^{-6}\ (T_{°K} - 1766), \qquad \alpha_{Co} = 160.10^{-6},$$
$$\text{avec}\quad \sigma_v = \pm 1{,}7.10^{-4}, \qquad \sigma_{\frac{\partial v}{\partial t}} = \pm 2{,}4.10^{-6};$$

$$v_{Ni} = 0{,}1290 + 18{,}4.10^{-6}\ (T_{°K} - 1727), \qquad \alpha_{Ni} = 142.10^{-6},$$
$$\text{avec}\quad \sigma_v = \pm 2{,}2.10^{-4}, \qquad \sigma_{\frac{\partial v}{\partial t}} = \pm 3.10^{-6}.$$

Pour le fer, les mesures de Benedicks [6] semblent entachées d'erreurs importantes, dues aux conditions expérimentales assez défavorables : contamination par les réfractaires et l'atmosphère de l'espace laboratoire (formation de scories sur le métal ne pouvant pas donner une surface reproductible pour les contacts électriques). Desch [7] utilise la méthode directe de poussée d'Archimède sur du fer à 0,04 % C. Stott [8] obtient des mesures de précision en perfectionnant la méthode du pycnomètre. Il étudia la densité du fer pur liquide (impuretés inférieures à 0,2 %) en remplissant sous vide un pycnomètre en alumine. On peut considérer l'accord avec les résultats de Desch et Stott comme très satisfaisant.

Pour le nickel, les mesures de Benedicks ne permettent pas d'assurer un coefficient de dilatation avec une bonne approximation, vu que l'intervalle de température utilisé (50°) est très restreint.

En ce qui concerne la densité du cobalt liquide, la littérature ne nous donne aucune valeur, si ce n'est celle calculée graphiquement par P. Kozakevitch [9], en mesurant le volume d'une goutte de métal liquide, pour ses études de tension superficielle. L'écart entre cette estimation et nos mesures n'est pas grand, vu la difficulté et la dispersion de la méthode graphique.

(*) Séance du 1er février 1960.

(1) L. H. VAN VLACK, *J. Metals*, 3, 1951, p. 251.
(2) L.-D. LUCAS, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2336.
(3) H. EBERT et C. TINGWALDT, *Phys. Z.*, 37, 1936, p. 471.
(4) Cette étude a été faite par la Société française de Céramique.
(5) BAUDRAN, *Bull. Soc. franç. Céramique*, 27, 1955, p. 13.
(6) C. BENEDICKS, N. ERICSSON et G. ERICSON, *Archiv Eisenh.*, 3, 1930, p. 473.
(7) C. H. DESCH et B. S. SMITH, *J. Iron and Steel Inst.*, 119, 1929, p. 358.
(8) V. H. STOTT et J. H. RENDALL, *J. Iron and Steel Inst.*, 175, 1953, p. 374.
(9) P. KOZAKEVITCH, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 335.

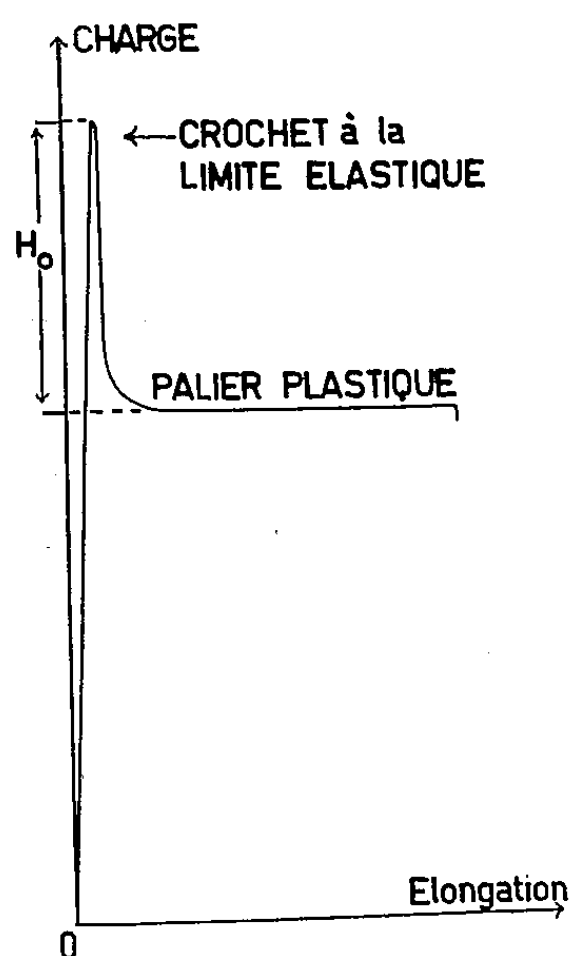
(*Département Chimie physique, Institut de Recherches de la Sidérurgie,
185, rue Président-Roosevelt, Saint-Germain-en-Laye, Seine-et-Oise.*)

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur le vieillissement sous tension après traction à froid du chlorure de polyvinyle.* Note (*) de MM. **Jean-Claude Bauwens** et **Georges Homès**, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

Le chlorure de polyvinyle, étiré au delà de la limite élastique puis vieilli sous tension, présente à la reprise de la traction, un crochet à la limite élastique dont la hauteur croît avec la durée du vieillissement. Nous attribuons ce phénomène à un accroissement du degré d'ordre latéral.

Nous avons soumis à la traction des éprouvettes en chlorure de polyvinyle ([1]). La courbe charge-élongation est représentée sur la figure 1.

Nous avons interrompu la traction après la striction des éprouvettes,



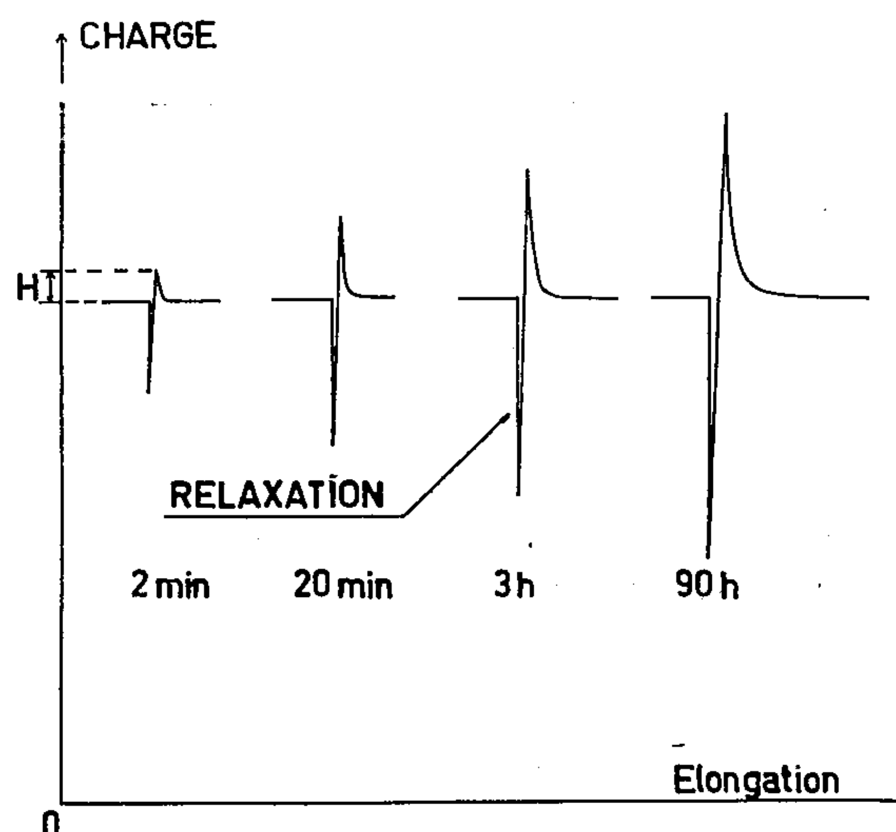


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Courbe charge-élongation jusqu'à rupture de l'éprouvette.

Fig. 2. — Reprise de la traction après diverses durées d'interruption sous tension.

c'est-à-dire dans le palier plastique de la courbe, tout en laissant les éprouvettes sous tension. Il se produit alors une relaxation de la matière.

Nous avons ensuite repris la traction après des périodes d'interruption variables et nous avons constaté la réapparition, sur la courbe, d'un crochet à la limite élastique, dont la hauteur croît avec la durée de l'interruption de la traction (*fig.* 2 et 3).

Ce phénomène de vieillissement ne se produit que sous tension et, de plus, disparaît après un vieillissement ultérieur sans tension.

Nous pensons que cet effet est dû à un accroissement du degré d'ordre latéral ([2]) qui représente en quelque sorte le degré de perfection du réseau cristallin formé par l'empilement de segments parallèles de macromolécules linéaires.

L'accroissement du degré d'ordre latéral correspond à un état d'énergie potentielle moindre; il faut donc, pour le détruire, un apport d'énergie supérieur qui se manifeste dans la courbe charge-élongation par la présence d'un crochet à la limite élastique.

L'application d'une tension a pour effet de rapprocher, au fur et à

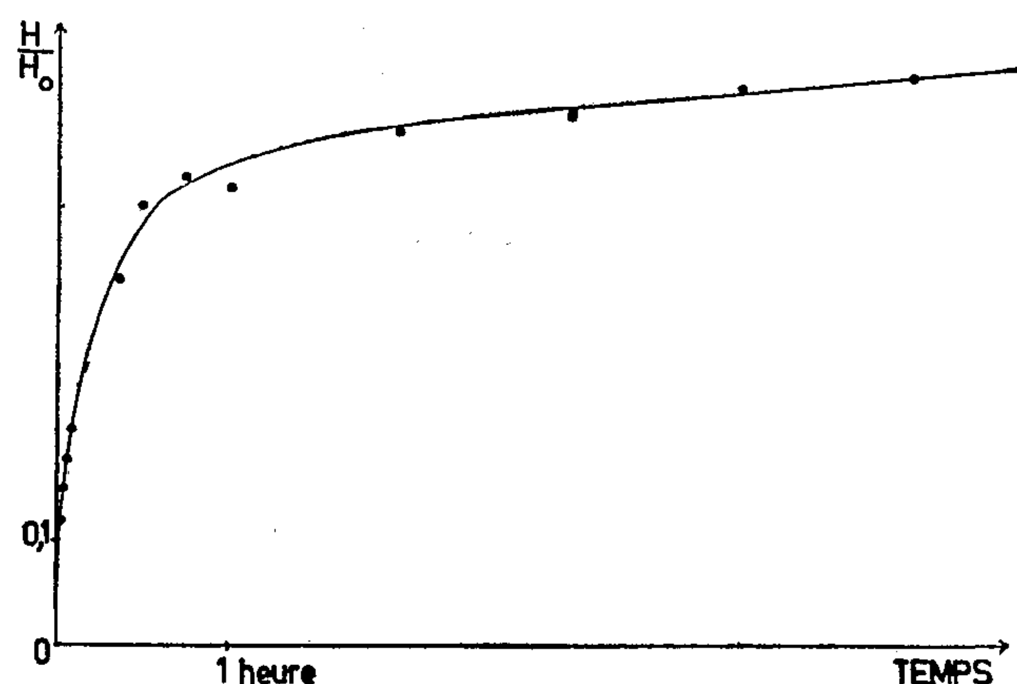


Fig. 3. — Accroissement de la hauteur du crochet à la limite élastique en fonction de la durée d'interruption de la traction.

mesure de la relaxation de la matière, les segments de macromolécules perpendiculairement à la direction de la tension; de ce fait, elle favorise l'accroissement du degré d'ordre latéral.

La suppression de la tension permet la relaxation en sens inverse et le retour à l'état initial.

(*) Séance du 25 février 1960.

(1) K. Jäckel, *Kolloid Z.*, 137, 1954, p. 129 à 162.

(2) G. Homès, Homès-Cahen L. et A. Maquestiau, *Rapport d'activité du Comité d'Étude de l'État Solide* sous les auspices de l'I. R. S. I. A., relatif aux années 1954 et 1955, chap. IV. Bruxelles, 1956, Institut pour l'Encouragement des Recherches scientifiques dans l'Industrie et dans l'Agriculture (I. R. S. I. A.), 6, rue de Craeyer.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Alcoylation aliphatique en présence de chlorure métallique en solution chlorhydrique.* Note de MM. **Lucien Bonnot** et **Robert Jenny**, présentée par M. Paul Pascal.

L'emploi de solutions aqueuses de chlorure ferrique saturées par l'acide chlorhydrique permet l'alcoylation de l'isobutane par l'isobutène.

Il a été montré [1] que les solutions chlorhydriques de divers chlorures métalliques possèdent dans l'alcoylation des aromatiques, une activité catalytique pouvant être supérieure à celle qui est observée dans les conditions classiques d'emploi, c'est-à-dire à l'état anhydre.

Nous avons essayé de réaliser par ce type de catalyseur l'alcoylation des isoparaffines par les oléfines. Cette réaction exige en général l'emploi des catalyseurs les plus actifs [2]. Il en est de même pour les chlorures aqueux. Ainsi dans les conditions utilisées, le chlorure de zinc aqueux ne nous a pas donné de résultats, tandis que le chlorure ferrique a permis de fixer l'isobutène sur l'isobutane avec formation d'isooctane.

L'exemple suivant montre les méthodes opératoire et analytique employées. Le mélange d'isobutane et d'isobutène dans les proportions de 2 à 1, maintenu liquide par une pression d'azote de 40 kg/cm^2 est agité pendant 1 h 30 à 25° C avec une solution de composition $FeCl_3$-2,5 H_2O saturée d'acide chlorhydrique. Le volume de catalyseur est égal au volume de la phase organique.

Après la réaction, l'autoclave est refroidi à — 65° C, dégazé, et la phase organique liquide est séparée de la phase catalytique solide. Le gaz obtenu par évaporation, à la température ambiante, de la phase organique est analysé par chromatographie sur colonne au tétraisobutylène. Il est constitué par de l'isobutane pur. Les produits restants sont, après lavage et séchage, analysés, soit par chromatographie en phase gazeuse sur une colonne au β.β'-oxydipropionitrile, soit par spectrométrie infrarouge après fractionnement par distillation. La teneur en oléfines est déterminée par la mesure de l'indice de brome par conductimétrie et le rapport entre hydrocarbures saturés et oléfines par la chromatographie sur silicagel avec indicateur fluorescent.

L'alcoylat obtenu, dans le rendement de 112 % en poids par rapport à l'oléfine, contient : 53,7 % de chlorure de butyle tertiaire et 46,3 % d'hydrocarbures saturés.

L'isooctane représente les 86,3 % de ces hydrocarbures saturés, le reste étant constitué, en quantités décroissantes, de 2.4-diméthylpentane, 2.3-diméthylbutane et isopentane. Les produits retenus par le catalyseur sont surtout constitués par des polymères chlorés provenant du chlorure de butyle tertiaire.

La réaction principale conduit donc à la formation d'isooctane, les autres produits s'expliquent par les réactions secondaires qui ont habituellement lieu dans cette réaction (²) : réactions de transfert d'hydrogène, d'alcoylation destructive, de polymérisation et de formation d'ester à partir de l'oléfine.

Nous avons vérifié que les hydrocarbures formés ne provenaient pas d'une polymérisation « conjointe » de l'isobutène selon Whitmore (³). En utilisant l'isobutène pur, en l'absence d'isobutane, ou en remplaçant l'isobutane par le butane normal, le seul produit de réaction est le chlorure de butyle tertiaire.

Nous avons commencé l'étude de l'influence sur la vitesse de réaction et la composition de l'alcoylat obtenu, des divers facteurs intervenant dans la réaction.

L'augmentation de la température n'est pas favorable par suite du pouvoir oxydant du catalyseur. Il y a destruction de la phase organique avec réduction du fer ferrique et formation de résidus insolubles.

Les essais ont été effectués entre 5 mn et 6 h. Dans tous les cas, tout l'isobutène était consommé; la quantité de polymères formés aux dépens du chlorure de butyle tertiaire augmente avec le temps.

L'augmentation de l'excès de l'isobutane par rapport à l'isobutène diminue les produits formés par réactions secondaires, en particulier chlorure de butyle tertiaire et polymères oléfiniques ou chlorés, ces derniers pouvant se trouver non seulement dans la phase organique mais aussi dans la phase aqueuse. L'augmentation de la quantité de catalyseur par rapport à la phase organique produit le même effet, de même que l'amélioration de l'agitation.

La trop grande dilution du chlorure métallique favorise les réactions parasites, c'est ainsi qu'avec $FeCl_3$-4 H_2O on voit apparaître dans les produits secondaires, à côté du chlorure de butyle tertiaire, de faibles quantités d'oléfines en particulier le 2.2.4-triméthylpentène-1.

Enfin la présence d'acide chlorhydrique est indispensable mais un trop grand excès, obtenu en remplaçant la pression d'azote par une pression d'acide chlorhydrique, favorise la formation du chlorure de butyle tertiaire.

L'étude en cours de l'influence des divers paramètres, permettra d'augmenter encore la sélectivité de la réaction.

(¹) R. Jenny, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 3877; 248, 1959, p. 3555.

(²) L. Schmerling, *The Chemistry of petroleum hydrocarbons*, vol. 3, Reinhold Publishing Corporation, New York, 1955, p. 363.

(³) F. C. Whitmore, *Ind. Eng. Chem.*, 26, 1934, p. 94.

(*Institut français du Pétrole, Rueil-Malmaison, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur une méthode d'analyse des mélanges de solvants chlorés par chromatographie gazeuse à basse température et détection électrochimique.* Note de MM. **Marcel Guillot** et **Alain Berton**, présentée par M. René Fabre.

Une méthode de chromatographie gazeuse à 20°, suivie de pyrolyse, permet d'individualiser dans l'air les dérivés chlorés d'un mélange, en les décelant successivement grâce à des piles galvaniques spéciales, très sensibles aux vapeurs acides.

La détection spécifique de certains dérivés chlorés dans des mélanges de solvants industriels pose au chimiste des problèmes souvent difficiles à résoudre. L'un de nous [1] a montré l'utilité, dans ce cas, de la spectrométrie d'absorption ultraviolette et infrarouge. D'autre part, la détection dans l'air de traces de dérivés halogénés organiques a été utilisée il y a longtemps comme moyen de déceler la présence de traces d'agressifs chimiques dans l'atmosphère. A. Kling [2] a utilisé l'un des premiers, dans ce but, la pyrolyse préalable, avec détection ultérieure par des indicateurs colorés, des hydracides halogénés en résultant. Enfin, la chromatographie de partition à phase stationnaire, dite chromatographie gazeuse, permet de séparer les constituants d'un mélange gazeux, et en particulier ceux d'un mélange de solvants. On emploie généralement une colonne, où un liquide très peu volatil constitue la phase stationnaire, fixée sur un support solide, et dans laquelle circule le mélange à analyser, véhiculé par un gaz inerte, le tout étant porté à une température convenable, généralement supérieure à 100°. Dans les gaz sortants, la détection des vagues successives de composés séparés les uns des autres est assurée par un dispositif électrique. Si l'on dispose d'un appareil détecteur final d'une très grande sensibilité, il devient possible d'opérer sur de très petites quantités du mélange à analyser vaporisé dans l'air ou dans un gaz inerte, et l'on peut alors opérer le fractionnement sur la colonne, même à la température ordinaire. S'il s'agit de dérivés halogénés, on peut procéder, après la séparation chromatographique, à une opération de pyrolyse génératrice d'hydracides qui, véhiculés jusqu'à l'appareil détecteur, y seront décelés. Nous utilisons pour cela des récepteurs galvaniques sensibles uniquement aux vapeurs acides. Ces appareils rentrent dans le cadre des osmopiles que l'un de nous a déjà décrites [3]; elles sont beaucoup plus sensibles que les pH-mètres ou conductimètres usuels, et répondent, par conséquent, aux exigences de la chromatographie à basse température.

Dans notre montage actuel, les vapeurs de solvants sont entraînées directement par un courant d'air à 20°, et traversent une colonne de celite (kieselguhr pur) imbibé de phtalate de butyle ou d'une huile siliconée; cette colonne a un diamètre de 5 mm et une longueur de quelques dizaines de centimètres. Le courant gazeux sortant est pyrolysé par un fil de platine

porté au rouge, puis atteint l'osmophile (Pt-eau-Pt) directement reliée à un galvanomètre sensible. Les variations du courant galvanique sont notées en fonction du temps, ou enregistrées directement sans amplification, soit par un suiveur de spot, soit par un enregistreur instantané direct, utilisant un papier photographique spécial, sensible sans révélation à la lumière ultraviolette du spot fourni par une lampe à vapeur de mercure. Le tracé obtenu, qui enregistre les variations du courant, présente une série de « pics » successifs, comme dans la méthode classique, la position de ces pics en fonction du temps variant avec la nature du composé chloré isolé, tandis que l'amplitude du pic est fonction de la concentration.

Pour étalonner l'appareil, on procède à des essais, dans les mêmes conditions exactement, avec des produits purs de constitution connue, ce qui permet d'identifier sur les tracés les positions des maximums correspondant aux différentes espèces chimiques en expérience. On distingue aisément de cette manière, en particulier, les dichloréthylènes, le trichloréthylène, le perchloréthylène, les dichloréthanes, les trichloréthanes, les tétrachloréthanes, le chlorure de méthylène ou dichlorométhane, le chloroforme, le tétrachlorure de carbone, etc. La détermination de la hauteur des pics, rapportée à celle de mélanges-étalons, permet une estimation quantitative, avec une précision variable évidemment avec chacun de ces composés.

Les prises d'essais nécessaires sont extrêmement faibles. Quand l'air est saturé par les composés chlorés, une fraction de millilitre, ou quelques millilitres d'air saturé à la température ordinaire sont suffisants. Si l'on opère sur le mélange de solvants liquides, une fraction de microlitre, ou quelques microlitres, suivant les cas, doivent être utilisés.

L'ensemble de ce montage constitue un appareil d'analyse chromatographique gazeuse extrêmement simple et peu onéreux. En outre, on peut de la sorte analyser des dérivés fluorés, bromés, iodés, ou même soufrés, les acides sulfureux ou sulfurique formés dans l'air par pyrolyse étant, eux aussi, détectés dans ces conditions.

Des osmopiles différentes, choisies pour leur sensibilité aux vapeurs d'autres familles chimiques — comme, par exemple, les alcools, les dérivés éthyléniques, les hydrocarbures aromatiques, les phénols, etc. — permettent d'appliquer cette méthode, sans pyrolyse cette fois, à des mélanges d'un grand nombre de solvants organiques volatils.

(1) A. Berton, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 16, 1949, p. 858-866; *Chimie analytique*, 38, 1956, p. 257.

(2) A. Kling, *Bull. Acad. Méd.*, 119, 1938, p. 75-82.

(3) A. Berton, *Chimie analytique*, 41, 1959, p. 351-358; *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 126-127.

(*Laboratoire de Physique, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Deux nouveaux composés de l'aluminium : le thiochlorure et le thioamidure.* Note de MM. **Paul Hagenmuller** et **Jean Rouxel**, présentée par M. Paul Pascal.

En tube scellé à 350° C le chlorure d'aluminium réagit avec le sulfure en donnant naissance à un thiochlorure AlSCl. Celui-ci cristallise selon un réseau feuilleté orthorhombique (a = 8,09 Å, b = 10,52 Å, c = 3,86 Å). L'action de l'ammoniac à 20° C sur le thiochlorure mène à un thioamidure $AlSNH_2$, $2NH_3$, qui perd une molécule NH_3 à 60° C et une seconde à 100° C. Quelques propriétés des nouveaux composés sont étudiées.

Schäfer, Wittig et Wilborn [1] préparent un oxychlorure d'aluminium AlOCl en faisant réagir le chlorure $AlCl_3$ sur divers oxydes.

Par action en tube scellé à 350° C du chlorure d'aluminium en excès sur le sulfure Al_2S_3, nous obtenons un produit qui, après sublimation à 200° C du chlorure résiduel, répond à la formule AlSCl :



$$Al_2S_3 + AlCl_3 = 3\,AlSCl.$$

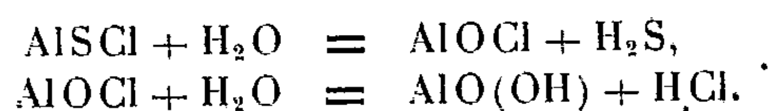
Lorsque le tube scellé a subi un recuit de 15 jours, le thiochlorure se présente sous forme de cristaux blancs d'aspect fibreux, de masse spécifique 1,87 g/ml. Il est caractérisé par un spectre Debye-Scherrer. Sa structure est orthorhombique, ses paramètres ont été déterminés : $a = 8{,}0_9$ Å ; $b = 10{,}5_2$ Å ; $c = 3{,}8_6$ Å. Chaque maille comprend quatre groupements AlSCl. L'analogie du spectre X avec celui des thiochlorures d'antimoine et de bismuth de Dönges [2] permet de penser que AlSCl cristallise selon un réseau feuilleté, chaque feuillet contenant des chaînes parallèles alternantes formées d'atomes d'aluminium et de soufre d'une part, de chlore d'autre part :

d (Å).	I.	hkl.	d (Å).	I.	hkl.
8,11	TF	100	2,67	tf	230
5,26	tf	020	2,46	tf	221
3,78	f	210	1,99	tf	410
3,33	M	111	1,82	f	022
2,93	F	121	1,74	f	202
2,78	tf	201	1,65	f	222

Une étude radiocristallographique ultérieure nous a montré que le thiochlorure se forme également par action du chlorure $AlCl_3$ sur divers sulfures (sodium ou zinc par exemple) ou même sur le soufre. Mais ces réactions sont soit incomplètes, soit trop brutales, le thiochlorure formé se décomposant alors partiellement.

Le thiochlorure se dissocie sous vide dès 370° C en redonnant le sulfure et le chlorure.

Hygroscopique, il doit être manipulé à l'abri de l'humidité. Des traces de vapeur d'eau à 20° C l'hydrolysent avec formation successive d'oxychlorure et de boehmite :



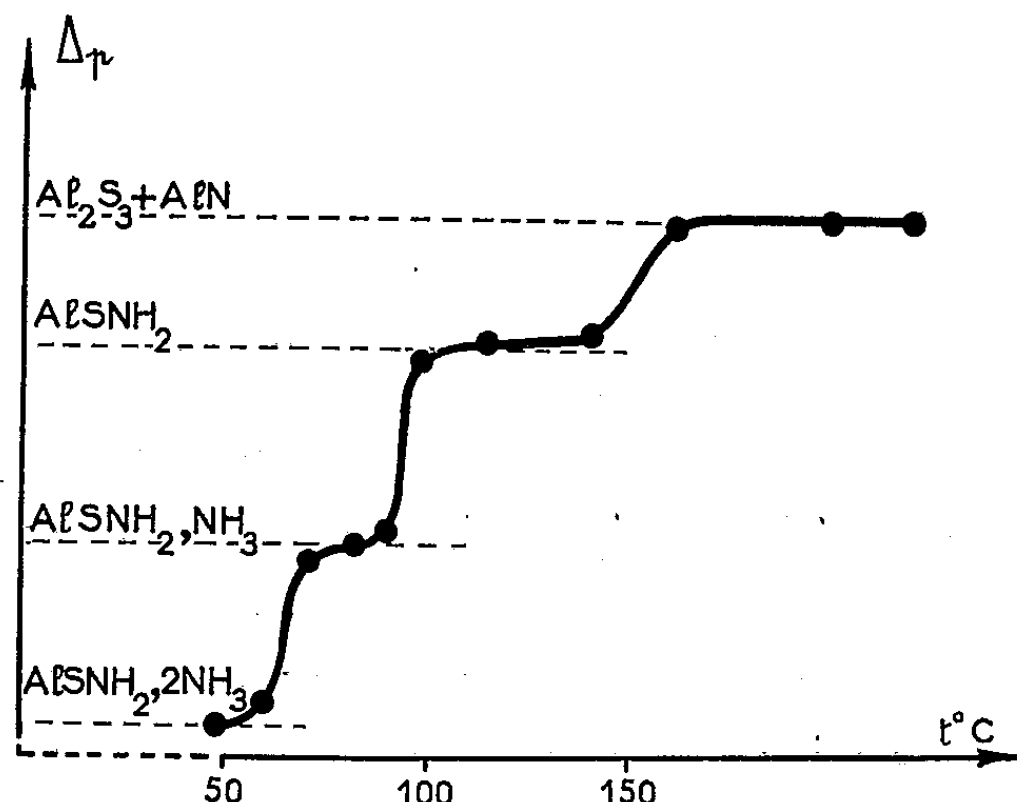
$$AlSCl + H_2O = AlOCl + H_2S,$$
$$AlOCl + H_2O = AlO(OH) + HCl.$$

L'oxygène réagit à 200° C. La réaction prédominante est une libération de soufre :



$$2\,AlSCl + O_2 = 2\,AlOCl + 2\,S.$$

A 20° C, sous pression d'ammoniac de 1 atm, 4 mol NH_3 sont fixées pour 1 mol AlSCl. Une étude chimique et radiocristallographique met en



évidence la formation de chlorure d'ammonium et d'un thioamidure $AlSNH_2$, $2NH_3$:



$$AlSCl + 4\,NH_3 = NH_4Cl + AlSNH_2,\ 2\,NH_3.$$

Ce dernier se présente sous forme de poudre jaunâtre. Pyrolysé sous vide, il perd une molécule d'ammoniac à 60° C, une seconde à 100° C. Le thioamidure $AlSNH_2$ se décompose à 160° C avec libération d'ammoniac; le résidu est un mélange de nitrure et de sulfure d'aluminium (*fig.*) :



$$3\,AlSNH_2 = AlN + Al_2S_3 + 2\,NH_3.$$

Mais, sous pression d'ammoniac de 1 atm, la molécule $AlSNH_2$ se transforme à 150° C en nitrure après rupture de la liaison Al—S :



$$AlSNH_2 = AlN + SH_2.$$

A 50° C le thioamidure fixe le gaz chlorhydrique anhydre avec régénération du thiochlorure :



$$AlSNH_2,\ 2\,NH_3 + 4\,HCl = AlSCl + 3\,NH_4Cl.$$

Composés originaux d'une très grande souplesse de réaction, les thiochlorure et thioamidure d'aluminium sont, en fait, des prototypes de nouvelles séries de composés aluminiques qui feront l'objet de publications ultérieures.

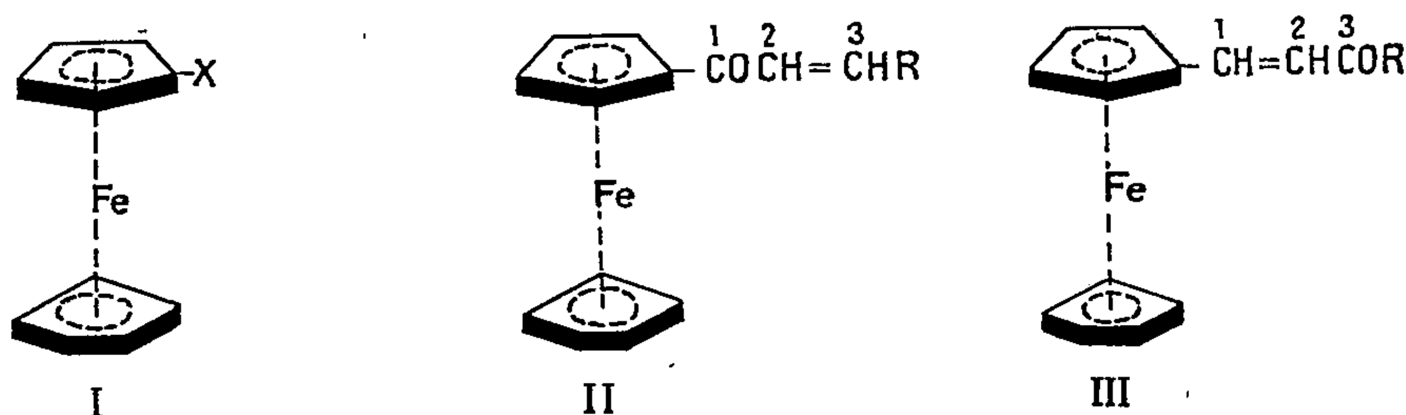
(1) H. Schäfer, F. Wittig et W. Wilborn, *Z. anorg. allg. Chem.*, 297, 1958, p. 48.
(2) E. Dönges, *Z. anorg. allg. Chem.*, 263, 1950, p. 112.

(*Laboratoire de Chimie minérale A, Faculté des Sciences, Rennes.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Polarographie des dérivés du ferrocène et synthèse de ferrocényl-alcoylpropénones.* Note (*) de MM. **Jean Tirouflet** et **Jacques Boichard**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les substituants — I, — M repoussent la vague anodique du ferrocène vers les potentiels positifs. La réversibilité $FcH - e \rightleftharpoons FcH^+$ n'a pu être démontrée que pour le ferrocène ([1]) lui-même. Étude de la vague cathodique pour différents composés FcX réductibles. Synthèse et polarographie des ferrocényl-alcoyl-propénones.

Les dérivés substitués du ferrocène (I) peuvent donner deux types de vagues polarographiques : une vague *anodique* due à l'oxydation du squelette ferrocène en sel de ferricinium ([2]) et une vague *cathodique* caractéristique du substituant X si X est réductible.



Vague anodique. — La vague anodique du ferrocène lui-même apparaît avant l'oxydation du mercure et peut être étudiée sur anode de mercure. Par contre, pour les substituants X à effet — I, — M, la vague est repoussée au-delà de + 0,40 V et il faut utiliser une électrode tournante de platine. Les mesures ont été faites en solution hydroalcoolique (alcool, 50 %; $HClO_4$, 0,5 N; $c = 2.10^{-3}$ M/l). Les potentiels de demi-vague sont respectivement, pour X variable : H, + 0,20; $C(CH_3)=NOH$, + 0,40; $CH=NOH$, + 0,42; CHO, + 0,51; $COCH_3$, + 0,51; CN, + 0,58 (volts E. C. S.).

Après oxydation nitrique de la solution de ferrocène la vague cathodique de l'ion ferricinium apparaît à un potentiel peu différent de celui de la vague anodique. Pour les autres dérivés l'oxydation nitrique fait bien disparaître la vague anodique mais le polarogramme de la solution obtenue est très complexe et il n'y a pas réversibilité. La synthèse des composés I a déjà été indiquée ([3]).

Vague cathodique. — La vague de la fonction X présente les mêmes caractéristiques que celles observées en série benzénique. En particulier, les fonctions du type —C(R) = NA donnent des polarogrammes analogues à ceux du benzaldoxime. En général, le potentiel de demi-vague est plus négatif que celui du composé benzénique correspondant. Pour le ferrocène-aldéhyde on observe une prévague d'adsorption et la courbe $i = f(t)$ tracée pendant la vie d'une goutte présente des anomalies caractéristiques.

Synthèse et polarographie des chalcones (II) *et* (III). — Les chalcones des types (II) et (III) ont été synthétisés pour obtenir des motifs monomères susceptibles de copolymériser avec les dérivés vinyliques. Les chalcones (II) sont obtenus par condensation de l'acétylferrocène sur les aldéhydes aromatiques ou hétérocycliques en milieu alcalin. La condensation du ferrocènealdéhyde sur les cétones donne, dans les mêmes conditions, les chalcones (III).

Les caractéristiques des ferrocényl-1 alcoyl-3 propène-2 one-1 (II) sont données ci-après.

Aldéhyde condensée.	R.	Chalcone obtenue.	F (°C).
Benzaldéhyde	C_6H_5	$(C_{19}H_{16}OFe)$	137 (4)
Thiophènealdéhyde	C_4H_3S	$(C_{17}H_{14}OSFe)$	149
Furfural	C_4H_3O	$(C_{17}H_{14}O_2Fe)$	158
Pyrrolaldéhyde	C_4H_4N	$(C_{17}H_{15}ONFe)$	208
Formyl-2 pyridine	C_5H_4N	$(C_{18}H_{15}ONFe)$	153
Formyl-3 pyridine	C_5H_4N	$(C_{18}H_{15}ONFe)$	172
Formyl-4 pyridine	C_5H_4N	$(C_{18}H_{15}ONFe)$	196
p-cyano benzaldéhyde	C_7H_4N	$(C_{20}H_{15}ONFe)$	225
p-chlorobenzaldéhyde	C_6H_4Cl	$(C_{19}H_{15}OClFe)$	α 119 β 160
p-métoxybenzaldéhyde	C_7H_7O	$(C_{20}H_{18}O_2Fe)$	150
p-nitrobenzaldéhyde	$C_6H_4O_2N$	$(C_{19}H_{15}O_3NFe)$	190
β-naphtaldéhyde	$C_{10}H_7$	$(C_{23}H_{18}OFe)$	204
Nitro-4 formyl-2 pyrrol	$C_4H_3O_2N_2$	$(C_{17}H_{14}O_3N_2Fe)$	275 déc.
Nitro-5 formyl-2 pyrrol	$C_4H_3O_2N_2$	$(C_{17}H_{14}O_3N_2Fe)$	241 déc.

Il est particulièrement intéressant de noter que la condensation de l'acétylferrocène avec les pyridinaldéhydes donne facilement le chalcone et non les produits de condensation plus élevés qu'on observe fréquemment avec ces aldéhydes. Le ferrocényl-1 [*p*-chlorophényl]-3 propène-2 one-1 peut être isolé sous deux formes cristallines. Les spectres infrarouges de ces deux formes sont identiques (Nujol).

Dans la série des ferrocényl-1 alcoyl-3 propène-1 one-3 (III) nous avons isolé : ferrocényl-1 [thényl-2']-3 propène-1 one-3 ($C_{17}H_{14}OSFe$) F 140°; ferrocényl-1 [pyrryl-2']-3 propène-1 one-3 ($C_{17}H_{15}NOFe$) F 188°; ferrocényl-1 (*o*-hydroxyphényl]-3 propène-1 one-3, F 157-158°. Ce dernier composé, déjà signalé par Schlögel [5], constitue une voie d'accès aux chromanones dérivés du ferrocène.

Les chalcones (II) présentent toutes une vague cathodique caractéristique du groupement —CO—CH=CH—. Mais la morphologie de cette vague varie avec la nature de l'aldéhyde condensée. Si la fonction aldéhyde condensée est portée par le squelette du benzène, du thiophène, du furanne ou du pyrrole, l'évolution des vagues avec le pH rappelle sensiblement les résultats obtenus avec les benzalacétophénones (vague à 1 *e* en milieu acide et à 2 *e* en milieu alcalin).

Par contre, si la fonction aldéhyde condensée est portée par le squelette de la pyridine, l'évolution des vagues avec le pH est très différente. Dans toute la zone des pH on observe une vague de hauteur pratiquement invariante et correspondant sensiblement à deux électrons.

Le comportement polarographique particulier des chalcones de la pyridine est une nouvelle manifestation des anomalies polarographiques systématiques apportées par le noyau de la pyridine ([6]).

Les résultats polarographiques détaillés relatifs à ces différentes chalcones seront publiés ultérieurement ([7]).

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) Nous désignerons le ferrocène par FcH.

([2]) J. A. PAGE et G. WILKINSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 6149.

([3]) G. D. BROADHEAD, J. M. OSGERBY et P. L. PAUSON, *J. Chem. Soc.*, 1958, p. 650-656.

([4]) M. D. RAUSCH et L. E. COLEMAN, *J. Org. Chem.*, 23, 1958, p. 107.

([5]) K. SCHLÖGEL, *Monatsh. Chem.*, 88, 1957, p. 601-621 (*C. A.*, 1958, 14 581 *g*).

([6]) J. TIROUFLET, *Communication au IIe Congrès International de Polarographie*, Cambridge, 1959 (sous presse).

([7]) J. TIROUFLET, E. LAVIRON, J. METZGER et J. BOICHARD (Mémoire à paraître dans *Collection of czechoslovak chemical communications*).

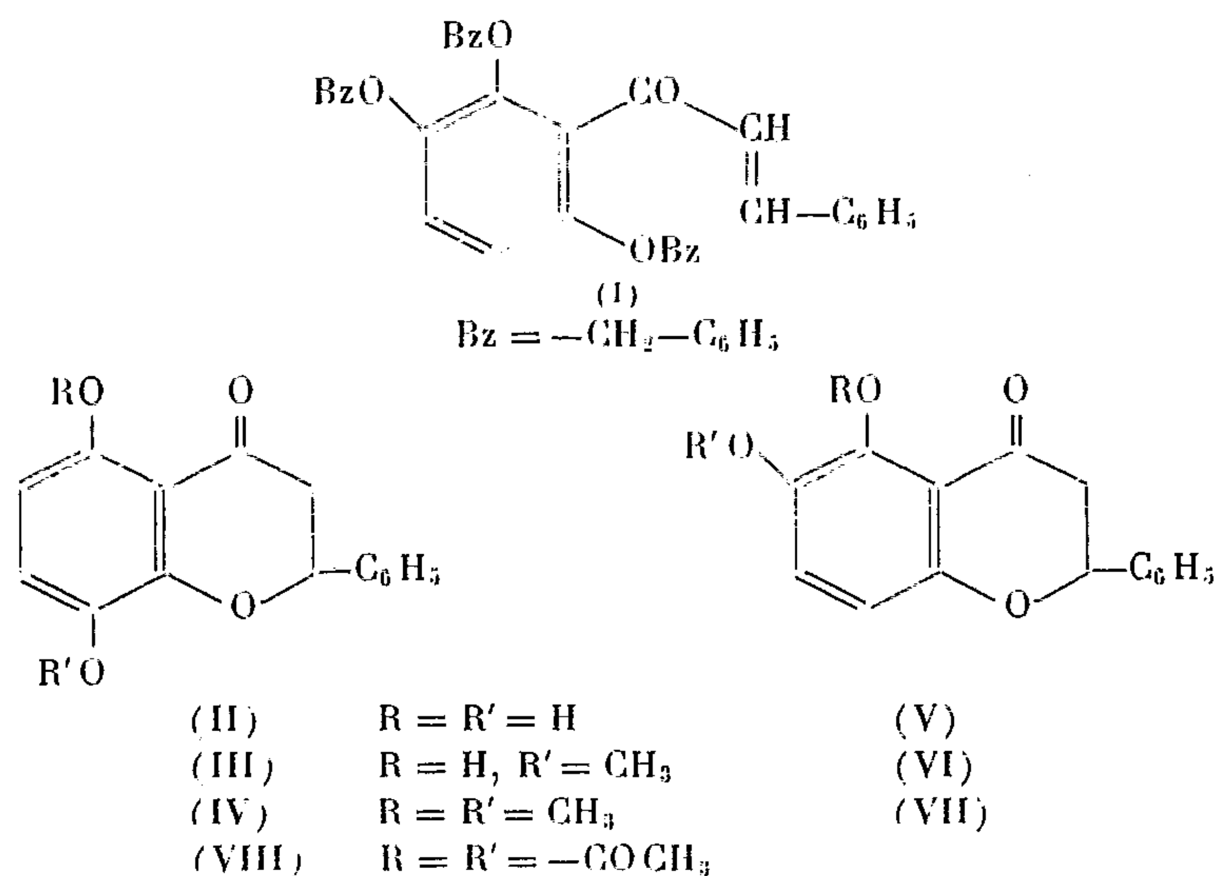
(*Faculté des Sciences, Dijon.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle synthèse de la primétine.* Note de M. **Jean Chopin** et M[lle] **Michèle Chadenson**, présentée par M. Marcel Delépine.

La primétine (dihydroxy-5.8 flavone) a été obtenue par oxydation à l'iode de la diacétoxy-5.8 flavanone et saponification de la diacétoxy-5.8 flavone formée. L'importance biogénétique de cette réaction est discutée.

Dans une précédente publication [1], nous avions décrit l'obtention, par débenzylation acide de la tribenzyloxy-2'.3'.6' chalcone (I) ou par déméthylation bromhydrique de la diméthoxy-5.8 flavanone (IV), d'une dihydroxyflavanone F 190° dont la méthylation par le sulfate de méthyle conduisait à la diméthoxy-5.6 flavanone (VII). Nous en avions alors conclu à une structure de dihydroxy-5.6 flavanone (V) pour la substance F 190°.

Or, Krishnamurty et Seshadri [2] ont récemment montré que cette flavanone F 190° donnait par méthylation au diazométhane l'hydroxy-5 méthoxy-8 flavanone (III) et ne pouvait être par conséquent que la dihydroxy-5.8 flavanone (II), la formation de la diméthoxy-5.6 flavanone (V) s'expliquant alors par la transposition [1] de l'hydroxy-5 méthoxy-8 flavanone (III), intermédiairement formée, en hydroxy-5 méthoxy-6 flavanone (VI), suivie de la méthylation complète de cette dernière.



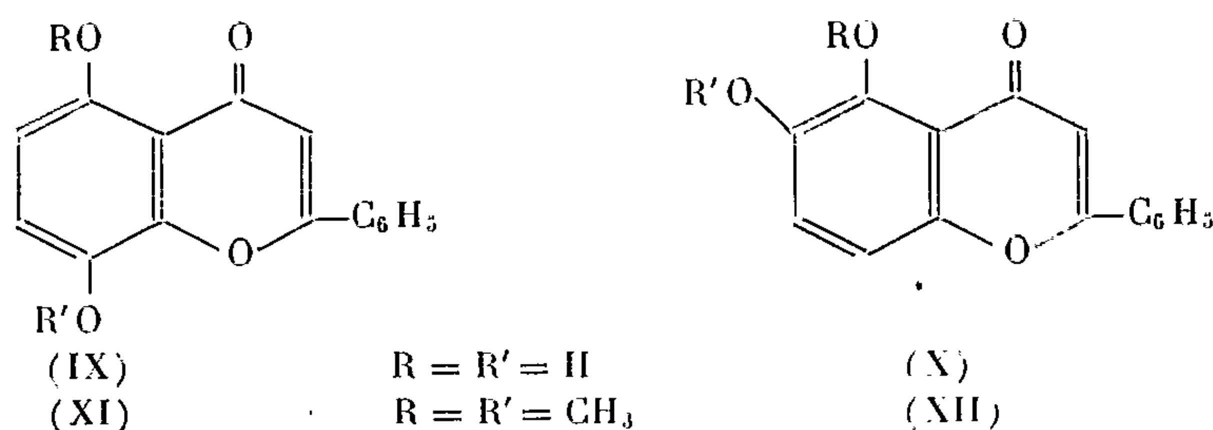
Nous avons confirmé les conclusions des auteurs indiens en traitant la dihydroxyflavanone F 190° par un grand excès de sulfate de méthyle pendant un temps suffisamment court (1 h) pour éviter d'une part l'ouverture en chalcone et d'autre part la transposition de l'éther monométhylique intermédiaire.

Dans ces conditions, nous avons effectivement obtenu l'hydroxy-5 méthoxy-8 flavanone (III).

Nous avons alors songé à utiliser la dihydroxy-5.8 flavanone pour une nouvelle synthèse de la primétine. Cette flavone, isolée par Nagai et Hattori ([3]) des feuilles de *Primula modesta*, est la dihydroxy-5.8 flavone (IX) comme l'ont établi les travaux de W. Baker ([4]), ([5]) et Horii ([6]) et les synthèses de Nakazawa ([7]) et Rajagopalan, Rao et Seshadri ([8]).

Par acétylation de la dihydroxy-5.8 flavanone par l'anhydride acétique en présence de quelques gouttes d'acide sulfurique, nous avons obtenu un diacétate (VIII), F 132-133°, λ_{max} 255 et 320 mμ (éthanol) dont le traitement par l'iode en milieu acétique suivant l'élégante technique de Narasimhachari et Seshadri ([9]) a conduit à la diacétoxy-5.8 flavone, F 191-192°, non abaissé par mélange avec un échantillon authentique de diacétate de primétine, F 189-190°, dû au Professeur W. Baker. Les spectres ultraviolets sont identiques, $\lambda_{max} = 257$ et 295 mμ (éthanol).

La saponification du diacétate par la soude alcoolique à 5 % (2 mn au bain-marie bouillant) conduit à la dihydroxy-5.8 flavone, F 230-231° [primétine F 230-231° ([3])], $\lambda_{max} = 281$ et 368 mμ (éthanol).



Cette déshydrogénation de la dihydroxy-5.8 flavanone pourrait bien représenter le mode de formation de la primétine *in vivo*, si l'on tient compte de la remarquable différence de comportement présentée par les dérivés diméthylés de ces deux substances vis-à-vis de la déméthylation en milieu acide. Alors que la diméthoxy-5.8 flavanone (IV) conduit par traitement bromhydrique à la dihydroxy-5.8 flavanone (II), la déméthylation iodhydrique de la diméthoxy-5.8 flavone (IX) donne la dihydroxy-5.6 flavone (X) (4, 6, 7). Celle-ci représente donc la forme préférentielle du couple des flavones (IX)-(X) dans ces conditions, tandis que la dihydroxy-5.8 flavanone est la forme la plus stable (et la seule actuellement isolée) du couple des flavanones (II)-(V).

Cette stabilité du système dihydroxy-5.8 au stade flavanone pourrait rendre compte de l'existence de la flavone correspondante dans la nature. La dihydroxy-5.6 flavone (X) n'a été jusqu'à présent trouvée à l'état naturel que sous la forme de l'éther diméthylique (XII) ([10]), ce qui pourrait s'expliquer également par une transformation flavanone → flavone, puisque l'hydroxy-5 méthoxy-6 flavanone (VI) est la forme la plus stable du couple (III)-(VI) et que, pour cette raison, la méthylation *in vitro* de la

dihydroxy-5.8 flavanone (II) conduit dans certains cas à la diméthoxy-5.6 flavanone (VII).

Un mémoire détaillé paraîtra au Bulletin de la Société Chimique de France.

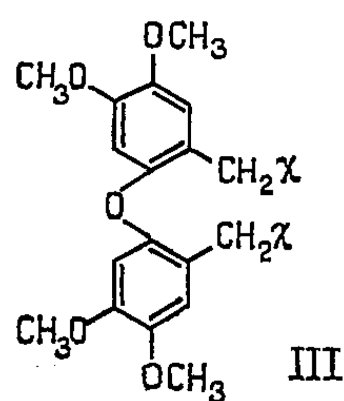
(1) J. Chopin et M. Chadenson, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2727.
(2) *J. Sc. Industr. Res. (India)*, 18 B, 1959, p. 151.
(3) *Acta phytochim. Japon*, 5, 1930, p. 1.
(4) *Nature*, 143, 1939, p. 900; *J. Chem. Soc.*, 1939, p. 956.
(5) W. Baker, N. C. Brown et J. A. Scott, *J. Chem. Soc.*, 1939, p. 1922.
(6) *Chem. Zbl.* 1, 1940, p. 3790; *J. pharm. Soc. Japan*, 59, 1939, p. 209.
(7) *Chem. Zbl.*, 1, 1940, p. 3790; *J. pharm. Soc. Japan*, 59, 1939, p. 199.
(8) *Proc. Indian Acad. Sc.*, 25 A, 1947, p. 432.
(9) *Proc. Indian Acad. Sc.*, 32 A, 1950, p. 17.
(10) J. Iriarte, F. A. Kincl, G. Rosenkranz et F. Sondheimer, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 4170.

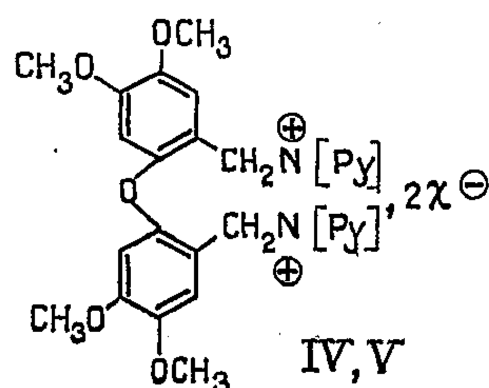
(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté des Sciences, Lyon.*)

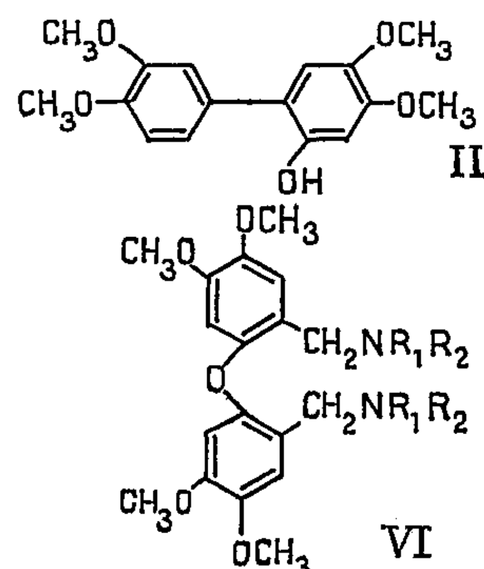
CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse et halogénométhylation de l'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle. Action des dérivés halogénométhylés sur les amines secondaires et les bases pyridiques.* Note (*) de Mme **Élisabeth Matarasso-Tchiroukhine**, présentée par M. Charles Dufraisse.

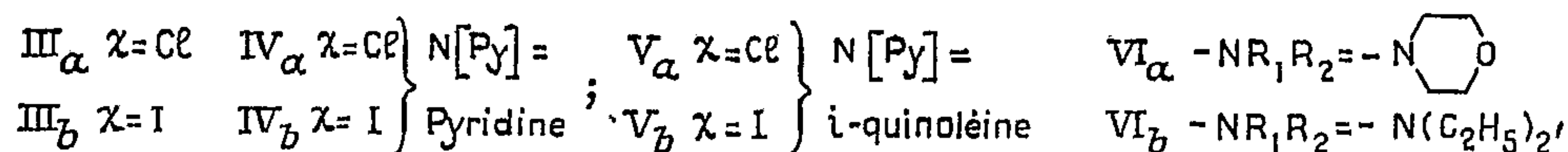
L'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle conduit par action de l'éther chlorométhylique à l'oxyde de (chlorométhyl)-2-diméthoxy-4.5-phényle et, en présence d'acide iodhydrique, au dérivé di-(iodométhylé) correspondant. Des sels d'ammonium quaternaires sont obtenus par action de la pyridine et *i*-quinoléine sur les dérivés halogénés.

L'obtention aisée des sels de diammonium quaternaires dérivés du tétraméthoxy-3.4.3'.4'-biphényle ([1]), susceptibles d'être doués de propriétés curarisantes, a incité à la préparation de composés analogues dérivés









de l'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle I, éther-oxyde diarylé, plus proches par leur structure du tubo-curare.

L'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle I a été obtenu par action du diméthoxy-3.4-phénate de potassium sur l'iodovératrole, en solution dans du N-N-diméthylformamide, en présence de poudre de cuivre. Le *mode opératoire* est le suivant : le diméthoxy-3.4-phénate de potassium fraîchement préparé (K, 5,1 g; diméthoxy-3.4-phénol, 21 g; solvant : éthanol anhydre) est dissous dans du N-N-diméthylformamide anhydre, fraîchement distillé, 150 ml; après avoir distillé environ 50 ml de solvant (élimination de toute trace d'alcool), de l'iodovératrole, 39 g, et quelques grammes de poudre de cuivre fraîchement réduit sont ajoutés au mélange réactionnel qui est porté ensuite au reflux pendant 18 h. Après refroidissement il est versé dans de l'eau; les solutions aqueuses acidulées par HCl, pour éviter la formation d'une émulsion très tenace en milieu basique, sont extraites à l'éther. Les solutions éthérées réunies, lavées successi-

vement à l'eau, avec une solution diluée de $HNaSO_3$, de Na_2CO_3 à 3 % et à l'eau, sont séchées sur Na_2SO_4. Après élimination de l'éther, distillation sous pression réduite du vératrole formé, de l'iodovératrole et du phénol n'ayant pas réagi, l'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle I distille jaune pâle, $É_{0,6}$ 195-196°, cristallisant au refroidissement; Rdt 30 %; aiguilles prismatiques incolores (méthanol).

			Analyses.							
			Calculé %.				Trouvé %.			
Composé obtenu (*).	Solvant.	F(°C).	C.	H.	N.	X.	C.	H.	N.	X.
I......	Méthanol	94,5-95	66,26	6,26	-	-	66,5	6,32	-	-
II.....	»	160-161	66,26	6,26	-	-	66,3	6,61	-	-
II *a*....	»	138-139	65,11	6,07	-	-	64,7	6,39	-	-
III *a*...	Cyclohexane	121-122	55,86	5,21	-	18,32	56,4	5,55	-	18,1
III *b*...	CCl_4	152	37,94	3,55	-	44,53	38,1	3,73	-	43,9
IV *a*...	Méthanol + Tétrahydrofuranne	-	61,70	5,55	5,12	-	61.8	6,10	5,37	-
IV *b*...	Méthanol	Se déc. et fond à 172-173	46,20	4,15	3,85	-	45,6	4,76	3,61	-
V *a*...	Méthanol + Tétrahydrofuranne	Se déc. et fond à 188-189	66,62	5,59	4,31	-	66,8	6,12	4,17	-
V *b*....	Méthanol	Se déc. et fond à 203-205	50,88	4,74	3,30	-	50,9	4,63	3,43	-
VI *a*...	Éthanol	216-217	49,71	5,05	12,21	-	49,5	5,39	11,6	-
VI *b*...	»	F_{inst} 142-144	46,47	4,72	11,42	-	46,2	4,48	11,4	-

(*) I. $C_{16}H_{18}O_5$. — II. $C_{16}H_{18}O_5$. — II *a*. $C_{18}H_{20}O_6$. — III *a*. $C_{18}H_{20}O_5Cl_2$. — III *b*. $C_{18}H_{20}O_5I_2$. — IV *a*. $C_{28}H_{30}O_5N_2Cl_2$. — IV *b*. $C_{28}H_{30}O_5N_2I_2$. — V *a*. $C_{36}H_{38}O_5N_2Cl_2$. — V *b*. $C_{36}H_{38}O_5N_2I_2 + H_2O$. — VI *a*. $C_{26}H_{40}N_2O_5.C_{12}H_6O_{14}N_6$. — VI *b*. $C_{26}H_{36}N_2O_7.C_{12}H_6O_{14}N_6 + H_2O$.

Le diméthoxy-3.4-phénol utilisé a été préparé par diazotation de l'aminovératrole et décomposition du diazoïque formé par une solution aqueuse de $CuSO_4$ à ébullition, selon Wilson Baker [2]. Au cours de cette réaction la formation de *l'hydroxy-2-tétraméthoxy-4.5.4'.5'-biphényle* II a été mise en évidence, ce produit secondaire étant isolé avec un rendement de 15 %; $É_{21}$ 265-289°, prismes incolores, rosissant à l'air (méthanol). La présence de la fonction phénol a été confirmée par : 1° le spectre infrarouge : bande d'absorption à 3 430 cm^{-1}; 2° formation d'un dérivé acétylé II *a*, aiguilles prismatiques incolores. Le phénol est soluble très lentement dans une solution aqueuse de soude.

Dérivés halogénométhylés. — *L'oxyde de (chlorométhyl)-2-diméthoxy-4.5-phényle* III *a* s'obtient par action de l'éther chlorométhylique, 10 ml, sur le phénoxyde I, 5 g, en solution dans de l'acide acétique glacial, 50 ml. Le mélange réactionnel, abandonné au repos à température ambiante pendant 12 h, est repris par de l'éther. Le dérivé chlorométhylé précipite de la solution éthérée (lavée à l'eau jusqu'à neutralité des eaux de lavage, séchée sur Na_2SO_4) après la distillation de la majeure partie du solvant, au refroidissement. Rdt 28 %. Aiguilles prismatiques blanches. *L'oxyde*

d'(iodométhyl)-2-diméthoxy-4.5-phényle IIIb est obtenu en traitant à froid le phénoxyde I, 1 g, par de l'éther chlorométhylique, 2 ml, en présence d'acide iodhydrique, 2 ml, en solution dans de l'acide acétique anhydre, 25 ml. Le dérivé iodé précipite au fur et à mesure de sa formation sous forme de houppes d'aiguilles jaunes. Rdt 60 %.

Action sur les amines secondaires et les bases pyridiques. — Les dérivés halogénométhylés de l'oxyde de diméthoxy-3.4-phényle I réagissent avec les amines secondaires, morpholine, diéthylamine, pour donner, à l'inverse des dérivés du tétraméthoxy-3.4.3'.4'-biphényle [3], les amines tertiaires correspondantes, caractérisées par leurs picrates VI *a* et VI *b*.

Chauffés quelques minutes au bain-marie à ébullition avec un excès de base hétérocyclique, pyridine ou *i*-quinoléine, ils conduisent aux sels de diammonium quaternaires correspondants : *l'iodure de bis-pyridinium* IV*b* cristallise en aiguilles prismatiques jaune pâle par addition de méthanol anhydre au milieu réactionnel, Rdt 70 %; l'addition d'éther anhydre au milieu réactionnel permet d'isoler les autres sels sous forme de pâte visqueuse; celle-ci reprise par des solvants appropriés a permis d'obtenir les *iodure* et *chlorure* de *bis i-quinoléinium*, V*b* et V*a*, prismes jaunes, Rdt 50 %, et le *chlorure de bis-pyridinium* IV*a*, aiguilles prismatiques légèrement jaunes, Rdt 30 %, extrêmement hygroscopiques. Les sels obtenus se décomposent tous avant de fondre et possèdent un point de fusion peu net.

Le tableau ci-joint rassemble les caractéristiques des composés obtenus.

(*) Séance du 22 février 1960.

[1] E. MATARASSO-TCHIROUKHINE et R. EUQLET, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 630.

[2] WILSON BAKER et C. EVANS, *J. Chem. Soc.*, 1938, p. 372.

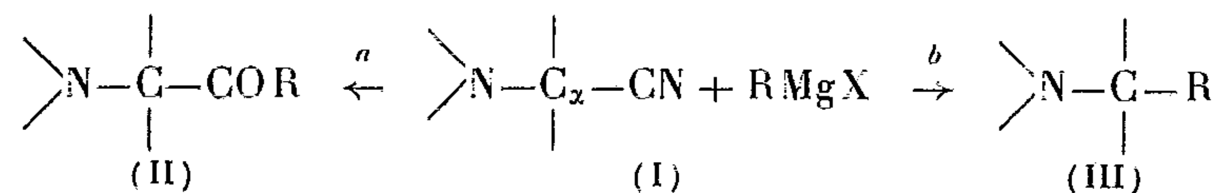
[3] E. MATARASSO-TCHIROUKHINE et R. QUELET, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1012.

(*Laboratoire de Chimie organique II, Sorbonne.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Modification de la réactivité des organomagnésiens. Orientation de leur action sur les α-aminonitriles vers la formation des α-aminocétones.* Note (*) de M. **Zoltan Welvart**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La transformation du bromure de phénylmagnésium en diphénylmagnésium (élimination de $MgBr_2$) permet d'orienter la réaction avec les α-aminonitriles vers l'addition *a*.

Les α-aminonitriles (I) réagissent avec les réactifs de Grignard de deux façons : par addition sur la fonction nitrile *a* et — beaucoup plus souvent — par une coupure de cette fonction *b* (1).



La prédominance de l'une ou de l'autre de ces deux réactions dépend de la structure des α-aminonitriles et de celle du radical R du réactif organomagnésien employé (2), (3).

Dans la présente Note, nous apportons des résultats qui montrent que l'action d'un organomagnésien sur les α-aminonitriles dépend, en outre, du caractère électrophile du réactif : présence ou absence de l'halogénure de magnésium.

L'étude de l'action de $LiAlH_4$ sur les α-aminonitriles (I) a montré que l'hydrogénolyse de ces composés — semblable en tous points à la réaction de coupure *b* — comporte le passage par un état de transition ressemblant à un ion immonium $>\overset{+}{N}\!\!\;\cdots\!\!\;C<$ (4). Il est donc raisonnable de supposer que la coupure *b* passe également par un état de transition semblable et se trouve liée par conséquent au caractère *électrophile* du réactif de Grignard.

L'importance du caractère électrophile des réactifs de Grignard se manifeste également dans leur réaction avec les époxydes. Ces composés, sous l'action du réactif organomagnésien mixte, subissent souvent la même transposition que celle provoquée par les acides. Celle-ci peut être évitée en absence de l'halogénure de magnésium, car les dialcoylmagnésiens ouvrent les époxydes sans transposition comme le font les réactifs nucléophiles (5). Par conséquent, quelle que soit la véritable structure du réactif de Grignard on peut admettre avec certitude que son caractère électrophile est lié principalement à la présence dans le milieu réactionnel de l'halogénure de magnésium.

Dans le tableau ci-après nous avons rapporté nos résultats montrant

que l'absence de l'halogénure de magnésium ralentit considérablement la réaction de coupure *b* et favorise par conséquent l'addition *a*.

Dans cette étude nous avons choisi comme réactif le bromure de phénylmagnésium, car des résultats précédents avaient montré que ce réactif donne, dans la grande majorité des cas, la réaction de coupure [3].

α-aminonitriles	Rendement %				Constantes	
	Ph Mg Br		Ph_2Br			
	II	III	II	III	II	III
A: $(C_2H_3)_2NCH_2CN$	43	23	84	0^a	E_3 : 115° (b)	
B: ◯N-CH(C_3H_7)CN	0^c	74	16	26	$E_{1,4}$: 134° (d)	E_7 : 135° (e)
C: $(C_2H_5)_2N-CH(C_6H_5)CN$	0^c	83	19	39	E_2 : 158-61° (7)	F : 60° (8)
D: ◯N-C(CN) [cyclohexane ring]			0^c	63		$E_{1,5}$: 132-7° (f)
E: ◯N-C$(CH_3)_2$CN	0^c	57	0^c	41		E_{19} : 138° (9)

(*a*) L'absence de diéthylbenzylamine est prouvée par l'examen des têtes de distillation — quelques gouttes au total — au moyen de la chromatographie gazeuse : il ne se forme aucun pic correspondant à la benzyldiéthylamine. (*b*) Litt. : E_{30} 148-52° [6], *Chlorhydrate :* F 128°; teneur en Cl : 15,42 %, calculé pour $C_{12}H_{17}NO$, HCl : 15,57 %. (*c*) L'absence de bande d'absorption dans l'infrarouge, entre 5,9 et 6 μ caractérisant le groupement PhCO-, indique que le pourcentage de α-aminocétone est pratiquement nul. (*d*) *Chlorhydrate :* F 192°; teneur en Cl : 12,34 %, calculé pour $C_{16}H_{23}NO$, HCl : 12,58%. (*e*) *Chlorhydrate :* F 236°, teneur en Cl : 13,63 %, calculé pour $C_{15}H_{23}N$, HCl : 13,97%. (*f*) *Chlorhydrate :* F 243°; teneur en Cl : 12,68 %, calculé pour $C_{17}H_{25}N$, HCl : 12,67 %. (*g*) Picrate, F 195°, Litt : 190-191° [9].

Le tableau met en évidence plusieurs faits :

1° Le diphénylmagnésium est beaucoup moins réactif que le bromure de phénylmagnésium. Dans des conditions semblables (température et durée de la réaction) une partie de l'α-aminonitrile ne réagit pas avec $(C_6H_5)_2Mg$, ce qui explique les rendements plus faibles.

2° Dans le cas où PhMgBr donne les deux réactions *a* et *b*, l'action de Ph_2Mg donne exclusivement l'addition *a* (composé A).

3° Lorsque PhMgBr donne exclusivement la coupure, Ph_2Mg donne une proportion notable de α-aminocétone (composés B et C) à moins que le C_α ne soit tertiaire. En effet, quand le carbone α de l'α-aminonitrile est tertiaire Ph_2Mg, tout comme PhMgBr, ne donne que la réaction de coupure. La difficulté d'orienter la réaction dans ce dernier cas n'est pas tout à fait inattendue. On conçoit que la présence d'un C_α tertiaire ralentisse l'attaque nucléophile du CN et accélère, par contre, la formation de l'ion immonium. Ainsi l'affaiblissement du pouvoir électrophile du réactif ne suffit pas à compenser le ralentissement de l'addition *a*.

Ces résultats laissent prévoir qu'en remplaçant l'halogénure de magnésium par un autre acide de Lewis ou en modifiant sa proportion par rapport au dialcoyl ou diarylmagnésium on pourra modifier la réactivité des organomagnésiens, ce qui permettra également d'orienter d'autres réactions.

Partie expérimentale. — La solution du diphénylmagnésium est préparée

par précipitation de $MgBr_2$ au moyen de dioxane anhydre ([10]). Dans la plupart des expériences $MgBr_2$ a été séparé par centrifugation. Cependant des expériences comparatives effectuées avec l'aminonitrile (C) montrent que la présence de $MgBr_2$ précipité ne modifie pas l'issue de la réaction. 1 mol d'aminonitrile est versée à — 5° dans 2 mol d'organomagnésien (PhMgBr ou Ph_2Mg). Le mélange est abandonné pendant 4 jours, car lors de l'emploi du Ph_2Mg un jour ne suffit pas et l'on retrouve une partie notable de l'aminonitrile inchangé.

(*) Séance du 22 février 1960.

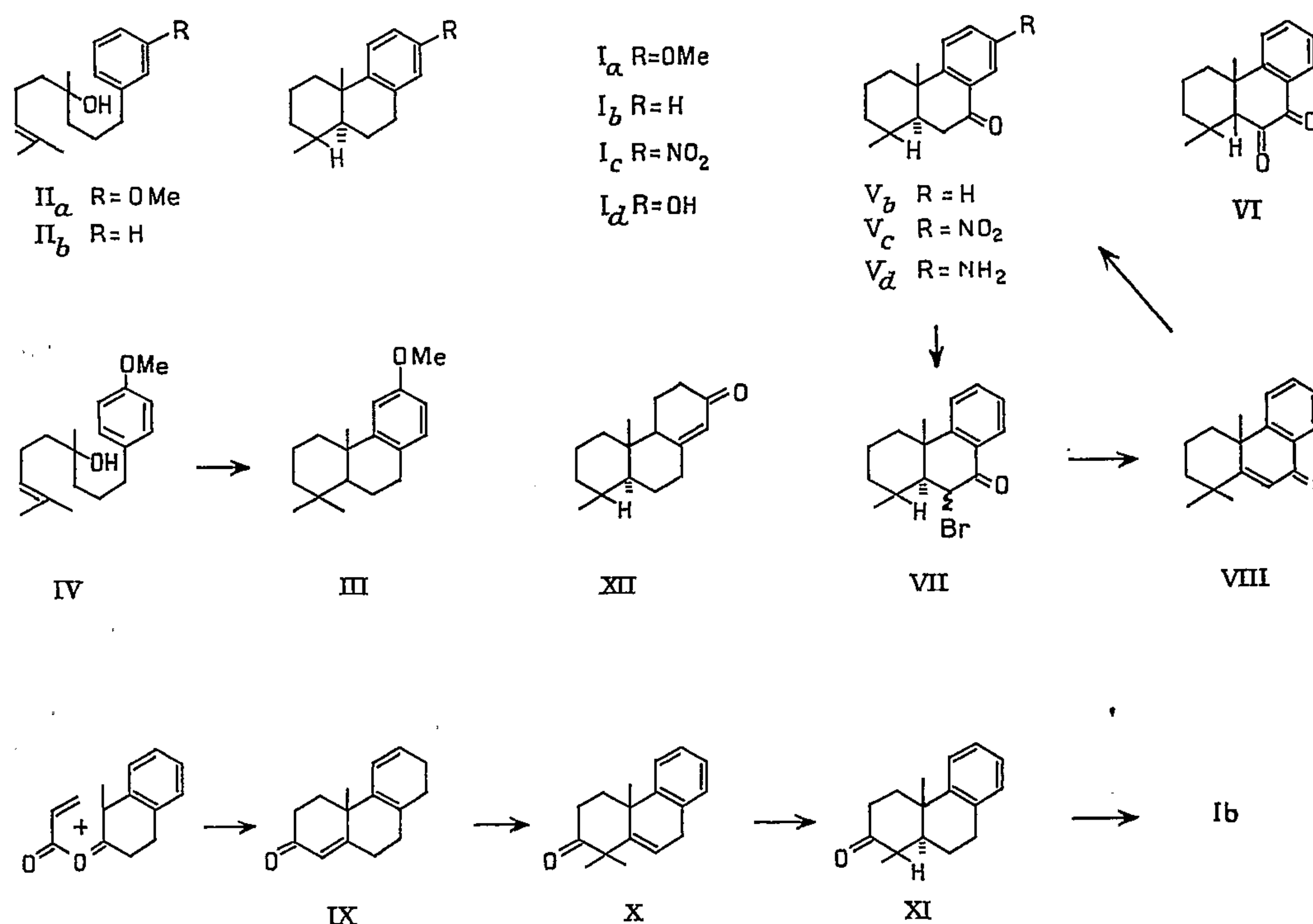
(1) P. Bruylants, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, 33, 1924, p. 467 et 35, 1926, p. 139.
(2) T. S. Stevens, J. M. Cowan et J. Mac Kinnon, *J. Chem. Soc.*, 1931, p. 2568.
(3) T. Thomson et T. S. Stevens, *J. Chem. Soc.*, 1932, p. 2607.
(4) G. Le Ny et Z. Welvart, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 434.
(5) N. G. Gaylord et E. J. Becker, *Chem. Rev.*, 49, 1951, p. 413.
(6) C. S. Marvel et V. du Vignaud, *J. Amer. Chem. Soc.*, 46, 1924, p. 2093.
(7) L. H. Goodson et R. B. Moffet, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3219.
(8) A. I. Titov, *Zhur Obschei Khim.*, 18, 1948, p. 1312; *Chem. Abstr.*, 43, 1949, p. 4217[d].
(9) Ch. Hung Chang, *Thèse*, Wayne State University, 1959 (Communication privée du Professeur Stevens).
(10) W. Schlenk et W. Schlenk, *Ber. deutsch. Chem. Ges.*, 62, 1929, p. 920.

(*Laboratoire du C. N. R. S., Faculté de Médecine, 25, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e*).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses totales dans la série du* (±)-*podocarpatriène* ([1]). Note (*) de MM. **Marcel Fétizon** et **Jacques Delobelle**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La publication récente ([3]) de la synthèse du (+)-méthoxy-7-podocarpatriène-5.7.14 (13) (I*a*) à partir de l'acide podocarpique naturel nous incite à signaler des résultats similaires dans la série racémique.

Alors que le (±)-méthoxy-6-podocarpatriène (III) est obtenu sans difficulté par cyclisation de l'alcool (IV) ([1]), l'alcool (II*a*) ne conduit pas, dans les mêmes conditions, à (I*a*) (ou à son isomère 11 β) : on n'a pas pu jusqu'à présent isoler de produits purs de cette réaction.



Par contre, la cyclisation de l'alcool (II*b*) donne normalement le mélange des deux podocarpatriènes isomères (11 α et 11 β) (I*b*). L'oxydation de ce mélange par CrO_3 dans l'acide acétique permet de séparer le produit de structure (11 α) (A/B trans, configuration naturelle des diterpènes) du produit (11 β). (I*b*) donne en effet la cétone (V*b*) : $É_{0,5}$ 145°. λ_m 253 mμ (3,82), 295 mμ (3,00). 2.4-dinitrophénylhydrazone F 212°, λ_m 388 mμ (4,45); alors que l'isomère 11 β de (I*b*) est presque complètement transformé en dicétone (VI) ([5]).

La structure (V*b*) 11 α de la monocétone obtenue, a été établie de deux manières :

a. (V*b*) donne, par action du brome dans l'acide acétique, une bromo-

cétone (VII) qui perd facilement une molécule d'acide bromhydrique par chauffage avec du chlorure de lithium dans la diméthylformamide : on obtient la déhydrocétone (VIII), purifiée par chromatographie. C'est une huile : λ_m 251 mμ (4,02), 2.4-dinitrophénylhydrazone F 203-204°, λ_m 392 mμ (4,45). La réduction catalytique de cette cétone, contrôlée stériquement, fournit de nouveau (V*b*). La réduction catalytique de substances de structure similaire conduit toujours au dérivé 11 α [6].

b. La méthyl-1 tétralone-2, condensée avec la méthylvinylcétone [7] donne la cétone (IX) F 88°, λ_m 237 m (4,20). La méthylation de (IX) par le sulfate de méthyle en présence de tertiobutylate de potassium conduit à la (±)-podocarpatétraèneone-3 (X) F 168°, λ_m 260 mμ (1,78), 2.4-dinitrophénylhydrazone F 205°, λ_m 365 mμ (4,36). La réduction catalytique de (X) donne la cétone (XI) de la série 11 α purifiée par chromatographie : λ_m 249 mμ (3,21), 2.4-dinitrophénylhydrazone F 184-185°, λ_m 365 mμ (4,27). La réduction de (XI) par la méthode de Wolff-Kishner donne le (±)-podocarpatriène (I*b*), λ_m 271 mμ (3,18) et 265 mμ (3,22) d'où, finalement, une cétone identique à (V*b*) (spectre ultraviolet, infrarouge, point de fusion du mélange des 2.4-DNP).

La cétone (V*b*) est nitrée en (±)-nitro-7 podocarpatrièneone-9 (V*c*) F 149-150°, λ_m 238 mμ (4,30), 270 mμ (3,95). La réduction de (V*c*) par l'acide chlorhydrique et l'étain ou catalytique, donne l'amino-7 podocarpatrièneone-9 (V*d*), semicarbazone F 222°, benzamide F 174°, transformée avec un bon rendement en amino-7 podocarpatriène (I*c*), F 52°, λ_m 238 mμ (3,98), 288 mμ (3,29), picrate F 235° (d.), benzamide F 178-179°. Finalement l'hydroxy-7 podocarpatriène (I*d*) F 160-162°, λ_m 280 mμ (3,18), benzoate F 109-111°, est obtenu à partir de (I*c*) par l'intermédiaire du sel de diazonium.

La cétone (XII) obtenue sous sa forme racémique par Barltrop [8] et sous sa forme optiquement active par Raphaël [3] est préparée directement à partir de l'amine (I*c*).

(*) Séance du 22 février 1960.

[1] La nomenclature employée est celle de Klyne [2]. Les résultats analytiques, concordant à moins de 0,4 % près avec les prévisions théoriques, n'ont pas été reproduits.

[2] W. Klyne, *Experientia*, 12, 1956, p. 119.
[3] R. Hodges et R. A. Raphaël, *J. Chem. Soc.*, 1960, p. 50.
[4] M. Fétizon et J. Delobelle, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2774.
[5] E. Wenkert et B. G. Jackson, *J. Amer. Chem. Soc.*, 80, 1958, p. 217.
[6] P. Narasimha Rao et K. Raman, *Tetrahedron*, 1958, p. 294.
[7] E. Wenkert et T. E. Stevens, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 2318.
[8] J. A. Barltrop et N. A. J. Rogers, *Chem. and Ind.*, 1957, p. 20.

(*École Polytechnique*, 17, *rue Descartes*, *Paris*, 5e.)

GÉOLOGIE. — *Évaluation du déplacement de la couverture post-triasique de l'arc de Nice (Alpes-Maritimes).* Note (*) de M. **Bernard Gèze**, présentée par M. Paul Fallot.

Les chaînons subalpins de l'arc de Nice sont décollés sur leur « semelle » triasique. Le raccourcissement, évalué à 20 km, est explicable soit par un charriage actif de 10 km suivi d'un glissement par gravité de la couverture de l'Argentera-Mercantour, soit par l'addition de deux glissements presque équivalents, mais de sens opposé à partir de ce massif et de celui de la Tyrrhénide (prolongement oriental des Maures).

Les levés détaillés effectués pour les nouvelles feuilles au 50 000e de Menton et Nice ont prouvé que les chaînons subalpins formant l'arc de Nice correspondent à des plis de couverture décollés de leur substratum.

La série plissée, qui comprend le Jurassique, le Crétacé et le Paléogène, a glissé en masse sur les cargneules, argiles bariolées et gypse du Trias moyen et supérieur. Il est d'ailleurs fort probable que ce Trias plastique se trouve lui-même déplacé par rapport aux terrains antétriasiques et au Werfénien sous-jacent, comme on a pu le voir à la bordure du massif de l'Argentera-Mercantour ([1]) et sur le dôme de Barrot ([2]). Strictement, ce Trias (Werfénien exclu) représenterait donc une nappe indépendante, ou une « semelle » partiellement étrangère à la fois à la série autochtone et à la série de couverture, bien qu'il occupe une place stratigraphiquement normale entre ces deux unités. Néanmoins, dans le domaine propre de l'arc de Nice, nous ne connaissons aucun affleurement du substratum profond et ne pouvons chiffrer la translation en nous référant à lui.

De plus, nous sommes certains que, par endroits tout au moins (régions de la moyenne Vésubie, de Breil et de Sospel) la couverture post-triasique a subi un rabotage basal intense qui provoque la mise en contact avec le Trias de n'importe quel niveau jurassique, crétacé ou paléogène ([3]). Enfin, un serrage quaternaire a provoqué quelques rejeux de failles, des extrusions et des décoiffements qui compliquent encore la structure apparente ([4]). Définir l'intensité du déplacement total des chaînons subalpins se heurte donc à quelques difficultés.

Nous avons cependant tenté cet essai d'abord par la méthode du « dépliage » de deux coupes convenablement choisies, ensuite par la comparaison des limites actuelles de certains faciès typiques, d'une part à l'intérieur de l'arc, d'autre part dans les zones relativement autochtones situées à l'extérieur de l'arc.

La première coupe, de direction Nord-Sud, passe par le lieu des chevauchements maximaux des écailles reconnues dans la moitié orientale de l'arc de Nice, entre la zone de Sospel et la Méditerranée. Au lieu des 22 km qui séparent la cime Linière du rocher de Monaco, le dépliage au niveau du Jurassique ou du Crétacé en donne environ 40, soit un raccourcissement apparent de l'ordre de 18 km.

La seconde coupe, de direction Nord-Nord-Est-Sud-Sud-Ouest, passe approximati-

vement par l'axe structural de l'arc et notamment par sa zone frontale d'écrasement maximal devant l'unité, présumée autochtone, du cap Ferrat. Entre ce cap et Notre-Dame de la Menour (limite nord de la feuille de Menton), il y a aujourd'hui 28 km. Le dépliage approximatif en donne 46, ce qui prouverait encore un raccourcissement de 18 km, la transformation des écailles assez lâches en plis-failles très serrés n'entrant donc pas en ligne de compte.

L'un des niveaux-repères les plus frappants de la feuille de Menton est celui des grès verts albiens, qui se réduisent progressivement du Nord au Sud et n'existent pratiquement plus au-delà d'une ligne joignant à peu près Aspremont à Sainte-Agnès. A l'Est de l'arc, on les voit débuter au Cuore et se développer près de la frontière italienne, dans les gorges de la Bévera, soit avec un décalage de 7 à 10 km vers le Nord. A l'Ouest, on les retrouve, analogues, près de Gilette et le décalage semble du même ordre. Si l'on tient compte des replis de la série charriée, il faut envisager un déplacement relatif de 12 à 15 km pour celle-ci.

L'Oligocène des Alpes-Maritimes présente les faciès « grès d'Annot » dans le Sud et l'Ouest, « flysch » dans le Nord et l'Est. Dans les synclinaux de Saint-Antonin et de Menton, ce sont des graviers, sables et grès grossiers; les grès dominent encore dans les affleurements des Quatre-Cantons, du Sud-Ouest du Tournairet, du Sud-Ouest de Peira-Cava, de l'Ouest de Contes; le flysch se développe, au contraire, dans le Nord-Est du Tournairet, le Nord-Est de Peira-Cava, l'Est de Contes, les affleurements du Nord de Sospel et de Piène. Sans doute, cette limite de faciès est-elle assez oblique par rapport à bien des lignes tectoniques, mais il n'en demeure pas moins qu'à la traversée de l'arc de Nice elle marque un saillant de 10 à 15 km vers le Sud-Ouest, qui ne semble explicable que par l'entraînement des formations charriées dans cette direction.

D'autres exemples pourraient être cités, qui fourniraient des valeurs analogues. Les conclusions vraisemblables sont :

1° les repères stratigraphiques prouvent aussi bien que le dépliage purement géométrique, l'avancée vers le Sud-Sud-Ouest de la couverture post-triasique constituant l'arc de Nice;

2° cette avancée paraît plus faible dans l'évaluation faite sur les bases stratigraphiques que dans celle basée sur la géométrie (10 à 15 km au lieu de 18 km au minimum). Il est donc possible que l'autochtone présumé, servant de base de référence stratigraphique, soit un peu glissé lui-même (déplacement de 3 à 8 km ?).

Quoi qu'il en soit, si nous prenons comme élément fixe la région du Cap Ferrat (revêtement probable du prolongement oriental du massif des Maures), il est nécessaire d'admettre que le lieu de sédimentation des terrains de couverture situés à la limite nord de la feuille de Menton (région de Peira-Cava par exemple) se trouvait à près de 20 km plus au Nord.

En dehors de petits replis et de quelques étirements, les formations post-triasiques qui s'étendent immédiatement au Nord de la région de notre étude ne paraissent pas receler de complications importantes. Leur limite devant le socle antétriasique du massif de l'Argentera-Mercantour (région de l'Aution) a donc dû se sédimenter plus au Nord, à une distance à peine supérieure à celle que nous venons de mesurer. Une vingtaine de kilomètres constituent un ordre de grandeur minimal vraisemblable.

Il est frappant, et sans doute significatif, de remarquer que, dans une région plus occidentale de la bordure de l'Argentera-Mercantour, devant l'arc de Castellane et non l'arc de Nice, P. Fallot et P. Bordet ([1]), ([2]) sont

arrivés à une évaluation rigoureusement semblable : « La série sédimentaire qui règne aujourd'hui dans les massifs dominant la Tinée a donc glissé. au moins de 20 km ».

L'hypothèse qui vient immédiatement à l'esprit pour expliquer la genèse de ce décollement généralisé est d'admettre le glissement par gravité de la couverture sédimentaire de l'Argentera-Mercantour, après soulèvement de ce massif, lors de la phase alpine du Pontien. Mais cette hypothèse s'avère tout à fait insuffisante puisque les transversales du massif au droit de l'Aution et de la Tinée ne dépassent guère 15 km, dont la moitié actuellement en contre-pente du côté italien. Si l'on admet que le déplacement s'est fait entièrement vers l'extérieur de l'arc alpin, il faut que les nappes des Alpes internes aient poussé devant elle les unités subalpines sur une bonne dizaine de kilomètres; seule, la fin du glissement reviendrait à la gravité.

Une autre hypothèse, moins orthodoxe, pourrait être éventuellement envisagée : bien que la phase ultime de déplacement corresponde certainement à un glissement vers l'extérieur des arcs, il n'est pas exclu que des décollements se soient produits antérieurement en sens inverse, avant le Pontien, lorsque le massif des Maures-Tyrrhénide présentait encore un relief notable. Le dépliage des festons compris entre l'Aution et le Cap Ferrat comme de ceux situés plus à l'Ouest, mettrait ainsi en évidence la somme des deux glissements contraires, dirigés également vers la zone déprimée entre les deux massifs.

(*) Séance du 29 février 1960.
(1) P. Fallot et A. Faure-Muret, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 616.
(2) P. Bordet, *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, 48, n° 228, 1950.
(3) B. Gèze, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2733.
(4) B. Gèze, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2585.

GÉOLOGIE. — *Sédimentologie et flore des couches de Molteno au Basutoland (Afrique du Sud).* Note (*) de M. **Jean Fabre**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les sédiments lacustres et fluviatiles du Molteno renferment au Basutoland une flore apparentée à des flores d'Australie et du Trias d'Argentine.

Les couches de Molteno, terme inférieur de la série du Stormberg (Trias-Rhétien) affleurent largement sur la lisière occidentale du Basutoland. Il y a quelques années de grands Dinosaures y avaient été découverts par P. et F. Ellenberger. Une nouvelle mission du Centre National de la Recherche Scientifique, dirigée par F. Ellenberger à laquelle participait également L. Ginsburg, nous a permis de reprendre l'étude de ces formations sur une base plus large.

L'exploitation d'un horizon à plantes fossiles que m'avait signalé F. Ellenberger près de Morija, a livré un abondant matériel dont l'étude promet d'être fructueuse, mais longue. Dès maintenant on peut y indiquer la présence d'éléments nouveaux.

La série de Molteno est constituée par une alternance de grès blancs ou jaunâtres, et d'argilites vertes, lie de vin ou grises en bancs de quelques mètres à quelques décimètres d'épaisseur. Stockley ([1]) y distinguait au Basutoland deux faciès : l'un septentrional, surtout gréseux, peu épais (30 à 50 m); l'autre méridional, varié et plus puissant (100 à 200 m environ). C'est de ce dernier qu'il sera question ici.

Pour Cooke ([2]) ces formations résultent de l'accumulation, dans des deltas et marais, en bordure d'une zone semi-désertique qui s'étendait au Nord (Natal, Transvaal, Rhodésie), des produits de destruction des chaînes du Cap qui finissaient de se plisser au Sud.

Ces sédiments, qu'on pourrait comparer à une molasse, présentent bien les caractères de dépôts fluviatiles, mais formés de matériaux déjà longuement remaniés et triés, déposés sur un pays profondément pénéplané. Les passages latéraux à l'échelle du banc sont courants mais progressifs, comme l'ont montré les coupes stratigraphiques levées par F. Ellenberger. A l'échelle du lit les variations mineures, de granulométrie ou de composition, sont nombreuses et rapides, surtout dans les formations à débris végétaux. Les conglomérats sont rares, et dans la région que nous avons étudiée, peu épais, aux galets petits et bien calibrés : quartz blanc, gris ou rose et quartzite. Les autres éléments sont l'exception. Les grès typiques ont des grains bien calibrés et arrondis, et souvent une stratification entrecroisée de type hydrique. Ils peuvent contenir des débris charbonneux flottés. Ceux auxquels on pourrait attribuer une origine éolienne sont l'exception (Morija, à 160 m du sommet), contrairement à ce qui se

passe dans les « Cave sandstone » qui couronnent la série sédimentaire du Stormberg. C'est dans de tels grès blancs qu'on peut observer des bois silicifiés à structure conservée (*Dadoxylon*) : à Likhoele (découvert par P. Ellenberger) et à Morija (190 m du sommet). Les divers aspects des argilites, verdâtres, grises, lie de vin ou jaunes correspondent à des conditions de dépôts variés. Le faciès le plus commun, compact, ne contient pas de fossiles; le sommet du banc peut être noduleux et carbonaté. Il s'agit sans doute là d'un dépôt de lac ou de mare dans un paysage dénudé. Par contre, les niveaux d'argilite feuilletée noire ou verte ont livré de nombreux individus d'*Estheria* appartenant à deux espèces dont l'une peut, en première analyse, être rapportée à *Cyzicus* (*Euestheria*) *draperi.* Les plantes fossiles sont conservées dans un sédiment argilosableux finement micacé, gris. La roche, bien ou mal stratifiée, contient d'étroites lentilles de sable grossier jaune, feldspathique, plus hétérogène que les grès voisins. Les rameaux fertiles, les graines, sont fréquemment concentrés dans certains lits.

Je n'ai pu découvrir de couches de charbon présentant une certaine extension comme dans la province du Cap. Les lentilles rencontrées, de dimensions réduites (quelques centimètres d'épaisseur sur quelques mètres de long) proviennent d'une accumulation locale et temporaire de débris végétaux allochtones. Les sols de végétation sont rares dans la région étudiée. Ils sont peu épais, traversés de fines radicelles et évoquent des sols marécageux. Ce mode de dépôt suggère, à l'époque considérée, un pays plat, de sables et d'argiles qui se sédimentaient dans des mares temporaires, en général peu propres à la prolifération des Phyllopodes. Les restes des bosquets d'arbres qui y croissaient ont été rarement conservés, silicifiés dans les sables. Par places une végétation basse de *Dicroïdium*, de Fougères, de *Baiera*, se fixait dans les points humides marécageux, au voisinage des cours d'eau. Ceux-ci serpentaient dans cette plaine sans y creuser de lit profond, charriant des débris végétaux pour les accumuler ici ou là dans des bras morts.

Les plantes récoltées proviennent de trois gisements : celui de Morija, le plus riche, de Likhoele, et celui de Maphutseng, mieux connu par les centaines d'ossements de Dinosaures qu'il renferme. L'horizon exploité à Morija se trouve à une centaine de mètres sous les « Red beds » qui surmontent le Molteno, et à 100 ou 200 m de la base de celui-ci, fort épais dans le secteur. Il constitue le terme médian d'un cyclothème de 15 m d'épaisseur qui débute par des grès à stratification entrecroisée et se termine par des argilites noduleuses sans fossiles. Il a fourni les genres suivants : *Thinnfeldia* (*Dicroïdium*), *Cladophlebis*, *Neocalamites*, *Tæniopteris* (dont *T.* cf. *nilsonioïdes* et *T. carruthersi*), *Stenopteris* (plusieurs espèces dont *S. elongata*), *Pachypteris* (*P. acuta*), *Sagenopteris*, *Sphenopteris* (prob. *S. alata*), *Sphenophyllum* (cf. *S. speciosum*), *Phyllotheca*, *Baiera*, *Coniopteris*, *Dictyophyllum*, et, selon Ch. Greber, des fructifications mâles

et femelles du type *Pteruchus* et *Pilophorosperma*. Ajoutons aussi sous réserve de confirmation ultérieure : *Callipteridium*, *Voltzia*, *Danæopsis*, *Lepidopteris*, *Eretmonia*. La plupart des genres cités sont connus dans les gisements classiques du Molteno dont j'ai pu voir les échantillons au Cap et au laboratoire du Docteur E. P. Plumstead à l'Université du Witwatersrand. Mais certaines espèces paraissent nouvelles. Notons, par contre, l'absence de genres comme les *Gingkoïtes* dont les pollens ont cependant été trouvés dans les sédiments de Morija ([3]), ainsi que de *Pseudoctenis*, *Pterophyllum*, *Elatocladus*, *Zamites* que j'ai cherché en vain. Les *Baiera* sont ici peu fréquentes, tandis que les *Stenopteris* abondent. Je n'ai cependant pas observé *S. densifolia* représenté à Waterfall.

Quelques genres sont nouveaux pour l'Afrique. C'est le cas de *Coniopteris delicatula* Shirley et de *Dictyophyllum* ([4]). Les Diptéridacées sont bien représentées dans de nombreux gisements rhétiens du monde. La fougère de Morija présente des affinités avec *D. rugosa* et *D. davidi* tels qu'ils ont été figurés par Walkom au Queensland ([5]). Elle se distingue du premier par des lobes moins longs et moins aigus et la répartition des sores : ils ne sont pas, comme chez *D. rugosa*, disséminés sur le limbe mais accolés aux nervures principales et secondaires des segments. Selon Ch. Greber notre espèce est très proche de *D. tenuifolium* Stipanicic et Menendez des couches de Barreal (Keuper) d'Argentine, ce qui confirmerait l'âge triasique, longtemps discuté, des couches de Molteno au Basutoland.

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) *Report on the geology of Basutoland*, Maseru, Basutoland, 1947.

([2]) *S. A. geog. J.*, 32, 1950, p. 12.

([3]) Par Ch. Greber et M. Grangeon sur des échantillons rapportés par F. Ellenberger en 1956.

([4]) Un débris qu'il avait été impossible de déterminer avait été rapporté en 1956 par F. Ellenberger.

([5]) *Bull. Queens. geol. Survey*, n° 257, 1917.

(*Centre de Recherche Sahariennes du C. N. R. S.*)

OCÉANOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Au sujet de la teneur de l'eau en particules en suspension au voisinage immédiat du fond de la mer.* Note (*) de M. ALEXANDRE IVANOFF, présentée par M. Maurice Fontaine.

On a mesuré le coefficient de diffusion d'échantillons d'eau de mer prélevés à 16, 8, 4, 2, 1 et 0,5 m de distance du fond de la mer, dans la région de Monaco, par 50 à 600 m de fond. En moyenne, la teneur de l'eau en particules en suspension augmente assez rapidement à moins de 1 m de distance des sédiments.

Nous avons décrit dans une Note antérieure [1] notre appareillage pour la mesure du coefficient de diffusion d'échantillons d'eau de mer. Il nous a semblé intéressant d'étudier en particulier ce qui se passe au voisinage immédiat du fond de la mer. Le système de prélèvement fut modifié à

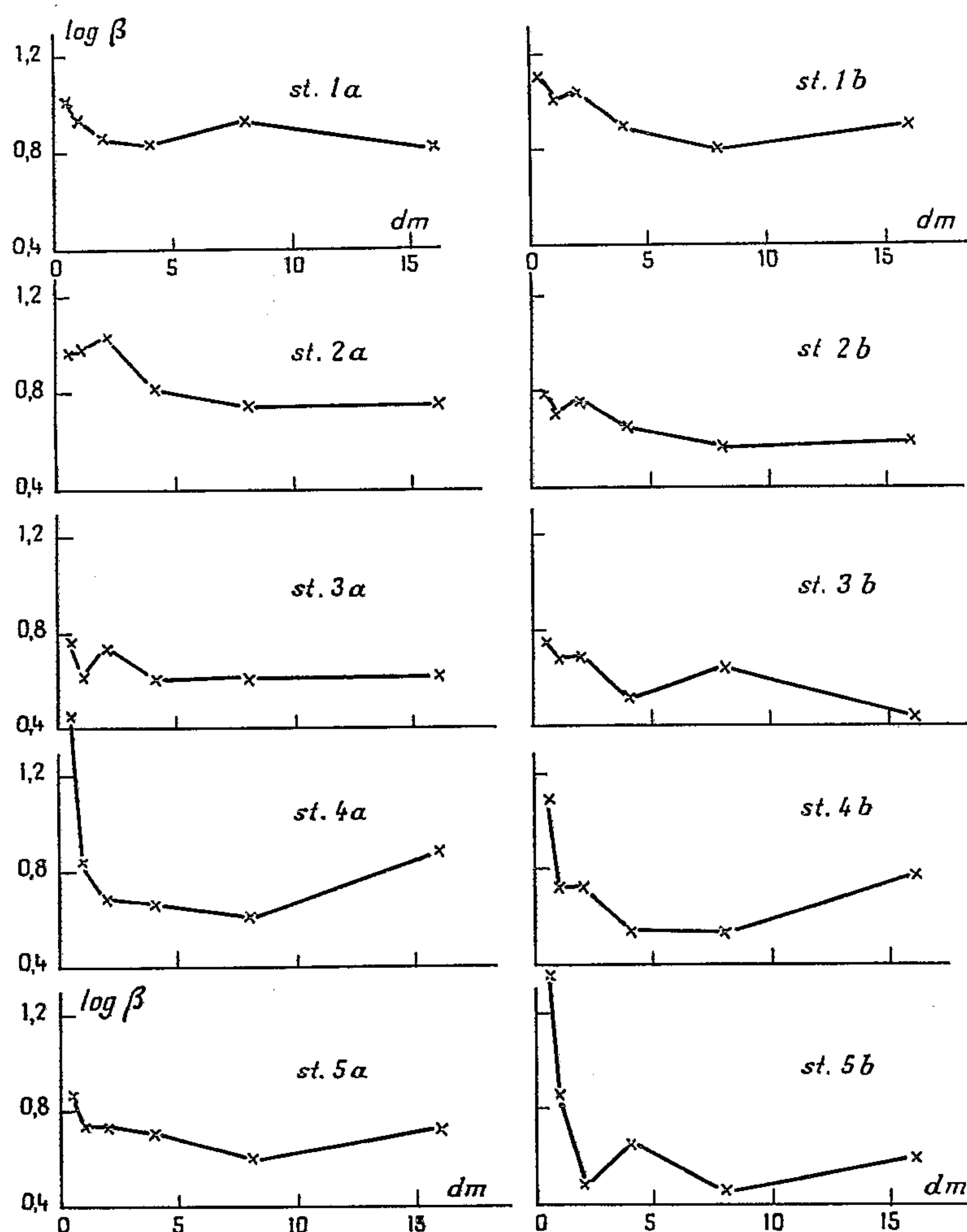


Fig. 1. — Résultats obtenus en novembre 1959 lors de 10 mesures (l'emplacement des diverses stations est indiqué dans le texte). En abscisse, la distance d au fond de la mer; en ordonnée, le logarithme décimal du coefficient de diffusion β à angle droit du faisceau incident ($\log \beta = 0$ correspond sensiblement à de l'eau optiquement pure, ne présentant que de la diffusion moléculaire).

cet effet de façon que les bouteilles, au lieu de se fermer les unes après les autres par le jeu de messagers, se ferment toutes simultanément par l'action de leviers à ressort libérés à l'instant où l'extrémité du câble touche le fond de la mer. La photographie n° 1 représente les deux bouteilles les plus proches de l'extrémité du câble, et par conséquent du « plomb-poisson » servant à tendre celui-ci. On aperçoit à côté du plomb-poisson

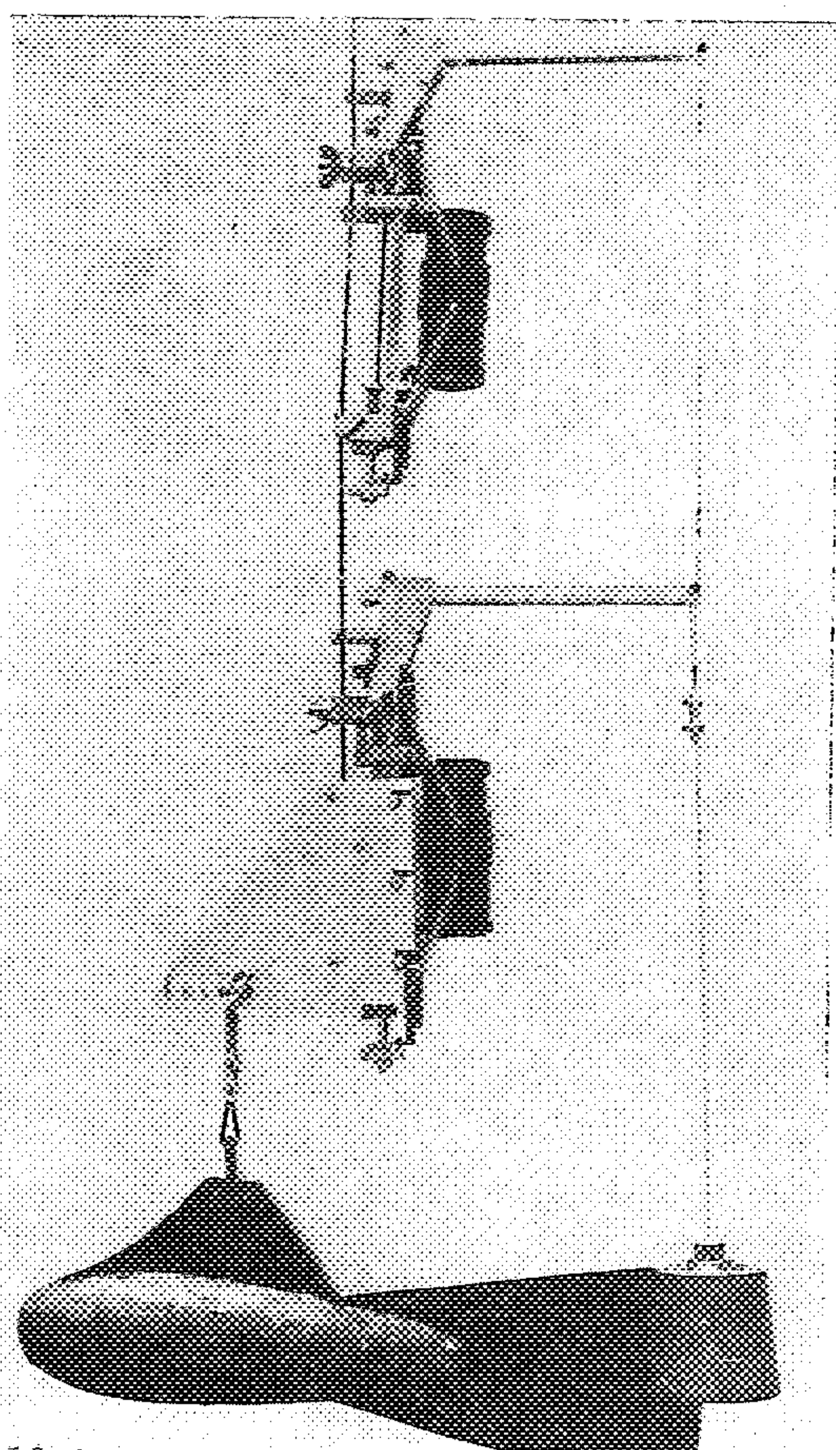


Photo 1.

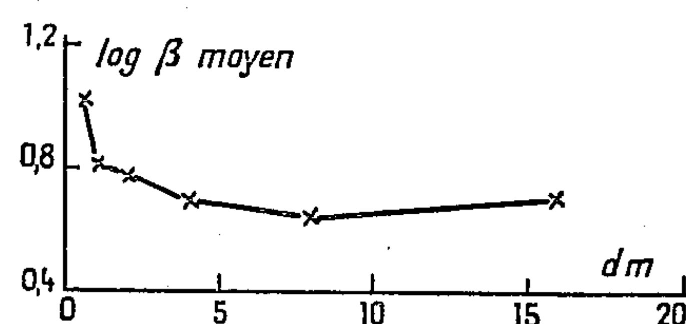


Fig. 2.

Photographie 1. — Système de prélèvement d'échantillons d'eau au voisinage immédiat du fond de la mer. *Voir* les explications dans le texte. On n'aperçoit sur le cliché que les deux bouteilles les plus voisines de l'extrémité du câble, fournissant des échantillons prélevés à 0,5 et à 1 m de distance des sédiments. Le plomb-poisson est décalé de manière à équilibrer le couple produit par le poids de 10 kg, en sorte que les bouteilles restent verticales.

Fig. 2. — Moyenne des résultats de la figure 1. Entre 1 et 0,5 m de distance des sédiments le coefficient de diffusion β augmente en moyenne dans un rapport de l'ordre de 1,6.

un second poids en plomb, de 10 kg, maintenant à l'horizontale le levier qui le supporte, ainsi que les leviers analogues dont sont munis les supports de bouteilles disposés plus haut sur le câble; tous ces leviers sont reliés les uns aux autres par des cordelettes de longueur voulue. A l'instant où

le poids de 10 kg touche le fond, chaque levier bascule sous l'effet d'un ressort jusque là comprimé, et appuie à la manière d'un messager sur la tige dont le mouvement entraîne la fermeture de la bouteille. Dans les expériences que nous allons décrire nous avons utilisé six bouteilles, disposées par rapport au plomb-poisson et au poids de 10 kg en sorte que les échantillons soient prélevés à 0,5, 1, 2, 4, 8 et 16 m du fond. Il importe que le déroulement du câble soit stoppé à l'instant précis où les poids touchent les sédiments, car dans le cas contraire tout vient s'enchevêtrer sur le fond. Par mer très calme, il nous a été possible de réussir l'opération par des fonds allant jusqu'à 610 m.

La figure 1 traduit les résultats obtenus en novembre 1959 lors de 10 mesures effectuées aux endroits suivants :

stations 1 *a* et 1 *b* : à la sortie du port de Monaco, respectivement par 60 et 54 m de fond;

stations 2 *a* et 2 *b* : au large du port de Monaco, respectivement par 105 et 156 m de fond;

stations 3 *a* et 3 *b* : au large de Monaco, respectivement par 312 et 486 m de fond;

stations 4 *a* et 4 *b* : dans la baie de Beaulieu, respectivement par 220 et 610 m de fond;

stations 5 *a* et 5 *b* : à l'entrée de la baie de Villefranche, respectivement par 310 et 360 m de fond.

On voit que dans l'ensemble la teneur de l'eau en particules en suspension varie peu à plus de 4 m de distance du fond, mais par contre augmente aux distances plus faibles, selon une loi très variable suivant le cas. On n'observe aucune influence systématique de la profondeur, du moins aux profondeurs considérées, supérieures à 50 m. La figure 2 traduit les résultats moyens. C'est surtout aux distances inférieures à 1 m que la teneur de l'eau en particules en suspension augmente, vraisemblablement par suite des sédiments soulevés par les mouvements de l'eau. Cette augmentation de la teneur de l'eau en particules en suspension est à rapprocher de la brutale diminution de la teneur de l'eau en oxygène au voisinage immédiat des sédiments [2], attribuée d'une part au très grand pouvoir réducteur du fond, et d'autre part à celui des particules en suspension.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) A. IVANOFF, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 736.

(2) J. BROUARDEL et J. VERNET, *Bull. de l'Institut Océanogr. de Monaco*, n° 1111, 20 janvier 1958.

PALÉONTOLOGIE. — *Le pliement de l'aile métathoracique des Blattes et son évolution.* Note (*) de M. **Daniel Laurentiaux**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La simplification du post-cubitus, veine longtemps méconnue, domine l'évolution nervuraire de l'aile métathoracique des Blattaires. Les conclusions exposées infirment les théories, jusqu'ici admises, qui opposaient les Blattes paléozoïques aux actuelles par une localisation différente du pli vanno-rémigial de l'aile postérieure.

Dans une interprétation devenue classique, P. Pruvost (1) et, à sa suite, R. J. Tillyard (2) ont opposé les Blattes paléozoïques aux actuelles par les modalités du pliement alaire métathoracique :

1. *L'aile postérieure des Blattaires primaires ne présente toujours qu'un seul pli* (*sillon plical vanno-rémigial*) (Pp). Au repos, le vannus se rabat d'une seule pièce sous le rémigium. Il n'y a jamais de plis vannaux secondaires, ni de pli rémigial transverse appendiculaire.

Toutes les données paléontologiques confirment l'existence, chez les Blattes paléozoïques, de cet unique mode de pliement alaire métathoracique, incontestablement primitif par son manque de spécialisation et son antériorité stratigraphique. Il ne faudrait pas toutefois opposer systématiquement, en se basant sur ce critère, les Blattaires anciens aux modernes, les actuels *Polyphagidæ*, archaïques sous bien des rapports, conservant un vannus plan lorsque replié sous le rémigium.

2. Les Blattes paléozoïques diffèrent des formes vivantes par la localisation du sillon plical vanno-rémigial, ce pli se situant en avant de An 1 (3) chez celles-ci, en arrière (entre An 1 et An 2) (3) chez celles-là. Ces conclusions définissent donc deux types de pliement alaire métathoracique *phylétiquement indépendants et sans transition.*

En s'appuyant notamment sur l'ontogénie, J. Smart (4) a donné de la nervation métathoracique des Blattides actuels une nouvelle interprétation, rejoignant — terminologie mise à part — celles de W. T. H. Forbes (5) et de W. J. Rehn (6). Elle met clairement en évidence l'individualité d'un post-cubitus (Pcu) (= seconde plicale-2 Pl-de Forbes) situé en avant du sillon plical vanno-rémigial, avec lequel il a souvent été confondu, et en arrière du cubitus postérieur (Cu P) (= première plicale-1 Pl-de Forbes). La veine la plus antérieure du vannus court parallèlement au sillon : cette première vannale (IV) (troisième plicale-3 Pl-de Forbes) doit être distinguée du complexe nervuraire suivant (An 1 *in* Pruvost ou IA *in* Tillyard *pro parte*) comme le démontre parfaitement le développement ontogénique (7).

Chez les ailes postérieures des Blattes modernes, le groupe Cu P-Pcu-IV définit un champ plical étroit. Le cubitus postérieur est toujours une veine très pauvre, admettant au plus quelques branches distales courtes

(*Polyphaga*, *Homœogamia*), dans le cas général, elle est simple et plus ou moins indistincte chez les adultes; elle est bien caractérisée au stade alaire nymphal ([7]). Il en est de même du post-cubitus souvent incomplet par suite de la disparition de sa portion marginale, mais son origine et son indépendance sont clairement explicitées dans les préparations d'ailes embryonnaires ([7]). Les *Polyphagidæ* font encore exception en offrant une courte bifidie distale du post-cubitus métathoracique. La première vannale IV est toujours une veine non divisée.

L'examen des ailes postérieures des Blattides primaires et notamment de celles à vannus conservé, révèle une *structure constante et un même plan nervuraire fondamental* que celui reconnu chez les Blattes actuelles : *le pli vanno-rémigial se localise également entre* Pcu *et* IV, mais différence essentielle avec les types modernes, *le post-cubitus est richement ramifié*, ce qui entraîne une aire plicale très ample. IV est déjà une veine simple et le cubitus postérieur (Cu P) ne comporte, au plus, qu'une brève bifidie terminale. Quelques rares Blattaires vivants ont gardé le souvenir très atténué de cette ramification ancienne du post-cubitus métathoracique (*Polyphaga*). L'évolution post-cubitale dans l'aile postérieure des Blattes s'est donc faite dans le sens d'une simplification et a dominé l'évolution nervuraire globale de l'organe. Cette richesse paléozoïque du post-cubitus et son orientation évolutive semblent peu en accord avec une nature secondaire que certains auteurs reconnaissent à cette veine.

Il n'y a donc plus lieu d'admettre, en vertu de ce qui précède, la discontinuité structurale et phylétique entre types anciens et modernes des Blattides qu'entraînaient les conclusions de P. Pruvost ([1]) et de R. J. Tillyard ([2]) et une supposée localisation différente du pli vanno-rémigial métathoracique. Ces conclusions résultaient d'une erreur d'homologie, le post-cubitus (Pcu) étant assimilé à An 1 (Pruvost) ou 1 A (Tillyard), c'est-à-dire au premier groupe vannal, 1 V et 2 V de notre nomenclature, dans l'interprétation des ailes postérieures des Blattes primaires, distingué de ce complexe nervuraire ou confondu avec le sillon, dans la lecture des formes actuelles.

Les plis secondaires du vannus apparaissent comme une conséquence mécanique de la simplification post-cubitale. En effet, le rôle du rémigium, lors du repos, est de protéger le lobe vannal replié. Chez les Blattides du Paléozoïque, le développement de la surface rémigiale est comparativement plus grand que celui du vannus, et grâce à cette ampleur relative et à la richesse de l'aire post-cubitale, le lobe vannal replié plan était entièrement caché par le rémigium. La réduction post-cubitale a, en général, entraîné celle de la surface rémigiale, la richesse vannale demeurant assez constante : dans la plupart des cas et sans un plissotement du vannus, celui-ci déborderait du côté costal de l'aile. Les *Polyphagidæ*, exception dans la faune existant de nos jours, n'ont pu conserver un repli vannal plan que par le maintien d'une relative ampleur rémigiale, résultante du

développement secondaire de l'aire cubitale (cubitus antérieur) et compensant la réduction normale du groupe post-cubital. Ce grand développement du champ cubital doit avoir son origine dans une disjonction d'un système médian riche. La structure du cubitus antérieur apparent des tegmens de *Polyphaga*, avec ses ramifications naissant de la face externe d'une veine-mère, montre distinctement la nature et le caractère secondaire de cette richesse cubitale (8). Dans toutes les ailes postérieures des Blattes carbonifères, les ramifications du post-cubitus se jettent sur la marge alaire. Au contraire, premier stade d'une simplification de l'aire, elles tendent à aboutir, en totalité ou en partie, sur le sillon plical dans les ailes métathoraciques de divers genres permiens (9).

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) P. Pruvost, *Faune continentale du terrain houiller du Nord de la France, Mém. Carte géol. France*, 1919, p. 130-135, *pl.* A, *fig.* 27.

(2) R. J. Tillyard, *Amer. J. Sc.*, 34, 1937, p. 169 et 249.

(3) Dans la notation de P. Pruvost, *loc. cit.*, 1919.

(4) J. Smart, *Proc. Zool. Soc. London*, 121, III, 0000, p. 501.

(5) W. T. M. Forbes, *Trav. 5e Congr. Int. Entom.*, II, 1932, p. 277.

(6) J. W. H. Rehn, *Mém. Amer. Entom. Soc. Ac. Nat. Sc.*, 14, 1951.

(7) J. Smart, *loc. cit.*, 1951, *pl.* I, *fig.* 2 et 4; *pl.* II, *fig.* 2 et 4.

(8) J. W. H. Rehn, *loc. cit.*, 1951, *pl.* I, *fig.* 14.

(9) R. J. Tillyard, *loc. cit.*, 1937, p. 197, *fig.* 16; p. 255, *fig.* 21.

(*Laboratoire de Géologie de la Sorbonne, Paris.*)

PALÉONTOLOGIE HUMAINE. — *Clactonien et Tayacien dans la région méditerranéenne française.* Note (*) de M. **Henry de Lumley**, présentée par M. Jean Piveteau.

Trois civilisations différentes dans le grand groupe Clactonien-Tayacien semblent pouvoir être individualisées en Provence et dans le Bas-Languedoc.

Poursuivant nos recherches sur le Paléolithique ancien et moyen de la région méditerranéenne française, nous avons été amené à distinguer trois types d'industries différentes dans le groupe Clactonien-Tayacien : le Clactonien *s.s.*, le Tayacien *s.s* (ou Proto-Quina) et le type de Curson.

1. *Le Clactonien.* — Quatre gisements doivent être rattachés à ce groupe. La station de Sainte-Anne-d'Evenos, près de Toulon dans le Var, la station de Frenillot à l'Est de Montpellier et les deux stations de Grand-Muscat (route de Corneilhan) et des Poudérouses (Montariol), commune de Lieuran-lès-Béziers, dans l'Hérault. Cette industrie est caractérisée par une grande abondance des coches et des denticulés, un pourcentage relativement élevé de coches clactoniennes simples ou multiples et de becs obtenus par deux coches clactoniennes adjacentes. Les pointes de Tayac sont rares sinon absentes. Les racloirs, en général de mauvaise facture, sont très peu nombreux. Signalons la présence de grattoirs souvent carénés, de troncatures sur éclat et de quelques burins. Les bifaces semblent toujours absents; les *chopping-tools*, à larges enlèvements, sont beaucoup plus nombreux que les *choppers*. L'industrie est, la plupart du temps, taillée sur éclats de fortune; le débitage levallois est cependant connu mais très peu employé.

M. E. Bonifay et nous-même avons pu, à Sainte-Anne-d'Evenos, dater cette industrie d'un stade relativement récent du Riss. M. L. Méroc a bien voulu nous signaler qu'il en connaissait plusieurs gisements dans les Petites-Pyrénées; F. Bordes l'a rencontrée dans les niveaux rissiens du Pech-de-l'Azé-Nord (Pech II *b*); Mlle G. Henri-Martin dans ceux du Riss-Würm à Fontéchevade (Charente). Cette industrie serait dans la lignée de celle signalée, dans le gisement éponyme de Clacton, par H. Breuil, puis par Hazzledine Warren. Rappelons que le Clactonien de Clacton (probablement contemporain de l'Acheuléen I-II de Breuil) semble anté-Rissien.

2. *Le Tayacien.* — Cette industrie est très bien représentée en Provence, à la Baume-Bonne (Quinson, Basses-Alpes) où elle perdure pendant les trois stades rissiens. Elle est caractérisée par une relative abondance de coches, de denticulés, et de coches clactoniennes simples ou adjacentes; les pointes de Tayac sont nombreuses. Racloirs et pointes moustériennes, souvent de très bonne facture, ont un pourcentage assez élevé; la retouche

écailleuse scalariforme est très souvent employée. Signalons des racloirs surélevés simples ou doubles dont dérivent dès la fin du Riss II les premières limaces. Les grattoirs sont abondants; les burins et la technique de débitage levallois apparaissent au Riss II. Les bifaces, généralement lancéolés, ont un faible pourcentage et annoncent le Micoquien. Les *choppers* sont beaucoup plus nombreux que les *chopping-tools*.

De ce Tayacien *s.s.* semblent dériver, dès le Riss-Würm, le Micoquien et le Charentien de type Quina. Dans la grotte d'Aldène (vallée de la Cesse, commune de Cesseras, Hérault), à l'industrie tayacienne s'ajoute le biface micoquien typique. Un Charentien de type Quina, mais archaïque, rappelant ses origines tayaciennes, existe à la Baume-Bonne dans les niveaux du Würm I et à Saint-Loup (commune de Cabasse, Var).

Ce Tayacien ou Proto-Quina en tout point semblable à celui du gisement éponyme de la Micoque serait plus particulièrement abondant en Europe centrale et orientale. Citons Kiik-koba en Crimée; Sedlec, près de Pragues, en Tchécoslovaquie; la station d'Horky sur la rivière Jizera en Bohème; datant du Riss. Les industries Proto-Quina d'Ehringsdorf et de Taubach, Allemagne orientale, datant du Riss-Würm.

3. *Le type de Curson.* — La grotte de l'Observatoire (Principauté de Monaco) et la station de Curson (vallée de Veaunes, affluent de la basse Isère, Drôme) ont fourni une industrie où domine les grands éclats peu retouchés, extraits de gros galets de calcaire gris, possédant un large plan de frappe formant un angle très obtus avec le plan d'éclatement. Plusieurs auteurs ont rapproché ces industries de celle de Clacton dont elles se distinguent cependant par divers caractères. A l'Observatoire, et peut-être à Curson, elle semble associée à des bifaces. F. Bourdier aurait tendance à rapporter l'industrie de Curson, soit au Riss final (terrasse du Séminaire), soit au Mindel (terrasse de Saint-Lattier-Chatillon-Saint-Jean). Nous isolons ce troisième groupe d'industrie sous le terme de « type de Curson ».

En résumé, dans la région méditerranéenne française, trois civilisations différentes peuvent être distinguées dans le groupe Clactonien-Tayacien. Le Clactonien *s.s.*, seulement connu jusqu'à présent en Europe occidentale et qui semble disparaître à la fin du Riss-Würm. Le Tayacien *s.s* qui, d'origine orientale, perdure pendant tout le Riss en Europe pour donner au Riss-Würm le Micoquien et le Charentien de type Quina. Enfin le type de Curson encore mal connu.

(*) Séance du 29 février 1960.

PALÉONTOLOGIE HUMAINE. — *La structure du Paléolithique supérieur dans la région du Rhône moyen.* Note (*) de M. **Jean Combier**, présentée par M. Jean Piveteau.

Fermement établie par H. Breuil, il y a un demi-siècle, la stratigraphie du Paléolithique supérieur n'a pas cessé depuis d'être perfectionnée dans le Sud-Ouest de la France. A l'opposé, on ne disposait pas encore, pour le Sud-Est, d'un cadre de base synthétisant provisoirement les faits connus. Objet de nos recherches depuis dix ans, la moyenne vallée du Rhône et celle de l'Ardèche y apparaissent comme une région très favorable; la découverte et l'analyse, tant géologique qu'archéologique, de gisements à stratigraphie étendue et de civilisations nouvelles nous ont peu à peu conduit à la conception schématisée dans le tableau ci-joint.

Tableau des corrélations stratigraphiques du Paléolithique supérieur dans les régions du Sud-Est et du Sud-Ouest de la France.

CHRONOLOGIE		STRATIGRAPHIE DU PALEOLITHIQUE SUPERIEUR	
C[14]	Séquence climatique	*ARDECHE ET MOYENNE VALLEE DU RHÔNE (1959)*	*PERIGORD & régions voisines*
	Alleröd	MAGDALENIEN FINAL A FAUNE TEMPEREE-FRAICHE. COLOMBIER 4.	VI[2]
10 000	*WÜRM RECENT 3*	MAGDALENIEN A HARPONS *OULLINS, C*	VI[1] V IV III II I MAGDALENIEN
15 000	*interstade W.R. 2-3*	INDUSTRIE DE FACIES MEDIT. OU "RHODANIEN SUPERIEUR" *OULLINS F 5.* SOLUTR MOY. ET SUP de faciès local *OULLINS E 1·3*	SOLUTREEN Moyen & Sup.
20 000	*WÜRM RECENT 2*	PROTOSOLUTREEN *FIGUIER 3. CHABOT. OULLINS* F, F4, F3 INDUSTRIE DE FACIES MEDITERRANEEN OU "RHODANIEN" *OULLINS* I, I', K	SOLUTREEN Inférieur AURIGNACIEN FINAL PROTOMAGDALENIEN PERIGORDIEN Final, Supér.
25 000	*interstade W.R. 1-2*	INDUSTRIE INDÉTERMINÉE *OULLINS, Q*	AURIGNACIEN RECENT.
	WÜRM RECENT 1	MOUSTERIEN TARDIF à outils de type paléolithique supérieur *FIGUIER, 2. NERON, e-f. OULLINS F¹. MARAS* 3·4. 8·9.	AURIGNACIEN
30 000	*GRAND INTERSTADE (GÖTTWEIG) du W. RECENT-W. ANCIEN*	MOUSTERIEN Final laminaire *SOYONS-NERON, G·H·I. MARAS, 7.*	AURIGNACIEN PERIGORDIEN Infér. MOUSTERIEN Final

D'une façon générale, nous avons observé au sommet des remplissages moustériens, les traces souvent bien conservées d'un important interstade tempéré-humide. Celui-ci se présente sous la forme d'un sol argileux, épais en moyenne de 0,60 m, à rares éléments calcaires fortement arrondis et corrodés en surface, parfois même plus ou moins décomposés. C'est le cas dans la grotte de Néron (Soyons), dans celle du Figuier et dans l'abri

du Maras (Saint-Martin-d'Ardèche). Dans ce dernier gisement, ce sol nous a donné en 1958 un outillage moustérien laminaire, d'aspect très évolué. Les cailloutis cryoclastiques superposés contiennent trois niveaux principaux d'une industrie originale qui associe à de nombreux outils moustériens des pièces de type paléolithique supérieur très caractérisé : grattoirs arrondis et sur bout de lame, burins variés et évolués, perçoirs fins, couteaux à dos finement abattu sur lame, de type non périgordien. Ainsi que dans le Szélétien d'Europe centrale, la technique levalloisienne persiste, appliquée au débitage de multiples lames, lamelles et éclats laminaires. Dans la vaste Baume d'Oullins (La Bastide-de-Virac) une industrie très comparable de lames levalloisiennes et de petits grattoirs a été recueillie dans un petit foyer, également superposé à une couche interstadiaire, à la base de la séquence du Paléolithique supérieur. Ces outillages nous paraissent avoir des affinités avec certains Moustériens de petite taille de la province méditerranéenne, tel celui de la couche G de Romanelli, dont la position stratigraphique est très voisine ([1]). A Néron, ainsi que nous l'avions noté en 1951 ([2]) au Figuier aussi, l'outillage en grande partie inédit des niveaux postérieurs à l'interstade, bien qu'en majorité de tradition moustérienne, comporte un ensemble de type aurignacien très accusé. Malgré certains outils communs telles les « pointes de Soyons », connues aussi dans le niveau supérieur du Maras, mais point dans le Moustérien véritable sous-jacent, il faudrait donc distinguer dans ce Moustérien très tardif, deux faciès approximativement contemporains.

Il nous paraît donc certain aujourd'hui que dans la région méridionale du bassin du Rhône, le Moustérien, en évoluant parallèlement au Paléolithique supérieur, ou en contact indirect avec lui, s'est prolongé bien au-delà du grand interstade würmien, dit de Göttweig, pendant notre « Würm récent 1 », probablement même jusqu'au second interstade (Paudorf) où apparaît ici le premier Paléolithique supérieur proprement dit, actuellement connu. L'absence dans cette région du Périgordien et de l'Aurignacien inférieurs, maintes fois constatée, serait donc normale. Nos recherches en cours, dans trois gisements moustériens des hautes vallées de la Loire et de l'Allier, sembleraient indiquer qu'il a pu en être de même dans d'autres régions de l'Est de la France. En Bourgogne méridionale toutefois, le Moustérien se termine bien au cours de l'interstade de Göttweig, où il est immédiatement relayé, comme en Périgord, par le Périgordien de type Châtelperron.

Alors qu'un véritable Solutréen à feuilles de laurier est connu en Languedoc, à Bize (Hérault) et sous une forme plus fruste à la Salpêtrière (Gard) ([3]), le Protosolutréen de l'Ardèche n'évolue pratiquement pas. Dans son niveau supérieur, quelques rares et grandes pointes à cran sont toujours associées aux pointes à face plane. Dans le niveau inférieur du Protosolutréen, probablement plus ancien que le Solutréen inférieur du

Sud-Ouest, figurent de très rares outils d'un type périgordien manifeste, grandes pointes de la Gravette, pointe de la Font-Robert.

Cet ensemble solutréen est encadré stratigraphiquement par plusieurs strates et foyers d'une industrie de faciès méditerranéen à fines et nombreuses lamelles à dos, grattoirs courts ou arrondis, triangles, microburins, burins sur troncature retouchée. Cette industrie, lorsque nous la découvrîmes en 1954 était nouvelle (4) et non assimilable aux autres paléolithiques à microburins connus, tel le Romanellien. Les affinités de ces outillages nous conduisent à les attribuer à un tronc commun, le « Rhodanien » que de nouvelles recherches permettront de classifier exactement comme ce fut le cas naguère pour le Périgordien. A l'image du Protomagdalénien et du Magdalénien du Périgord séparés par le Solutréen inférieur, on pourrait imaginer que le Protosolutréen, là où il s'est installé, a interrompu le développement de ce groupe culturel dont l'extension, dans les régions méridionales, paraît avoir été remarquable.

Avec l'aggravation climatique du « Würm récent 3 », les derniers représentants de ces industries microlithiques ont fait place en Ardèche, comme de l'autre côté du Rhône, aux Magdaléniens évolués à industrie lithique et osseuse (harpons) et même, art pariétal (Le Colombier, Ebbou) parfaitement classiques. Ils s'y sont maintenus après l'éloignement des Rennes et leur niveau le plus récent est en contact direct avec les foyers aziliens.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) G. A. BLANC, *Archivio per l'Antropologia et la Etnologia*, 58, 1928-1930, *pl.* II.

(2) M. VEYRIER, E. BEAUX et J. COMBIER, *Bull. Soc. préhist. franç.*, 1951, p. 78.

(3) M. ESCALON DE FONTON, *L'Anthropologie*, 61, 1957, p. 207-215.

(4) Elle a été retrouvée en 1956 par M. Escalon de Fonton, à la Salpêtrière, dans une position stratigraphique identique à celle de notre « Rhodanien supérieur ».

PÉDOLOGIE. — *Étude chromatographique de plusieurs types d'humus.* Note de M. **Fernand Jacquin**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Dans nos précédents travaux [1], [2], nous avons étudié par les méthodes de chromatographie sur papier, la matière organique provenant de sols et d'horizons de différente nature. Nos recherches avaient porté sur des extraits acides et sur des hydrolysats des sols eux-mêmes; des variations importantes concernant le degré de polymérisation des molécules avaient été constatées entre les extraits des horizons A_0 et B d'un podzol.

Dans la présente Communication nous nous proposons d'exposer le résultat de l'étude chromatographique d'acides humiques eux-mêmes extraits des mêmes horizons et des mêmes sols et purifiés par précipitations successives.

Préparation des extraits humiques. — Les échantillons proviennent des sols caractéristiques suivants :

— horizons A_0 et B_1 d'un podzol, pH 3,5;

— horizon A_1 d'un mull forestier, pH 5,4;

— horizon A_1 d'une rendzine forestière, pH 7,5.

Après extraction par une solution de NaOH N/10, les acides humiques sont précipités par l'acide chlorhydrique (rapport acide pur/extrait sodique 1/10). Les précipitations et solubilisations sont répétées dix fois, ce procédé permettant d'éliminer par une légère hydrolyse une partie des substances faiblement liées aux acides humiques. En effet, on ne retrouve à l'analyse chromatographique, après hydrolyse à chaud et avec un acide plus concentré, que des traces de sucres; ceci semble prouver qu'il ne subsiste pas ou très peu d'hemicelluloses dans les noyaux d'acides humiques. La onzième dilution sodique est soumise à une dialyse; ensuite, on détermine le poids sec d'acides humiques contenus dans un certain volume de solution afin de travailler sur des quantités comparables.

L'hydrolyse par l'acide chlorhydrique 5N se poursuit pendant 12 h à la température de 105° et en tubes scellés.

Après concentration et purification, les extraits permettent une étude chromatographique. Pour ce travail, on utilise en grande partie les méthodes préconisées par Lederer [3] et Bloch [4].

1. *Acides aminés.* — L'étude des acides aminés contenus dans les extraits humiques a donné lieu ces dernières années à de nombreux travaux, notamment ceux de Coulson et coll. [5]. Les chromatogrammes obtenus à l'aide de quatre acides humiques étudiés ne présentent que de très faibles variations qualitatives et probablement quantitatives des acides aminés révélés par une solution de ninhydrine.

2. *Composés phénoliques.* — Après hydrolyse, il subsiste une fraction importante non hydrolysable. Cette partie d'après Simonart et Mayaudon [6] est constituée dans sa majeure partie d'acides et d'aldéhydes phénoliques composant la lignine.

Or, dans les hydrosats, nous retrouvons plusieurs composés phénoliques. De plus, ces différents composés présentent une analogie frappante pour les quatre échantillons, sauf une légère différence pour les corps de très faible R_f, donc fortement polymérisés.

En ce qui concerne les composés phénoliques à fort R_f (ce qui implique un faible nombre de groupements OH), l'un d'entre eux, présent dans les quatre échantillons, a pu être déterminé en utilisant les méthodes de caractérisation de Reio (7) et Ribereau-Gayon (8) : il s'agit de l'acide 3-métoxy 4-hydroxybenzoïque (acide vanillique).

Dans une récente Communication avec F. Mangenot (9), les modes d'humification des déchets ligneux ont été discutés, ils semblent, en effet, contribuer pour une large part à la formation d'acides humiques.

Or, un des corps obtenus par dégradation chimique de la lignine est précisément l'acide vanillique. D'autre part, Henderson (10) constate que sous l'influence des champignons lignivores la lignine se fragmente en monomères aromatiques : l'acide vanillique est l'un d'eux.

Conclusion. — Ceci montre le rôle essentiel joué par la lignine dans la formation des noyaux d'acides humiques, quels que soient leur origine et les types de sols où ils ont pris naissance. Nos recherches montrent, dans tous les cas, une grande analogie de leurs constituants chimiques : acides aminés et composés phénoliques. Mais si la composition des substances humiques paraît identique, la nature des processus biochimiques qui président à leur formation semble varier en fonction du milieu.

(1) F. Jacquin, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3019.
(2) Ph. Duchaufour et F. Jacquin, *C. R. Acad. Agric. Fr.*, 45, 1959, p. 516-519.
(3) E. Lederer, *Chromatographie*, I, 1959, Masson et Cie, Paris.
(4) J. R. Block, E. L. Durrum et Zweig, *Manuel of paper chromatography*, 1958, Academic. Press Inc., New-York.
(5) C. R. Coulson, R. I. Davies et E. J. A. Khan, *J. Sc. Food Agric.*, 10, 1959, p. 209-217.
(6) J. Mayaudon et P. Simonart, *Commun. Symposium Scoil. Mycol.*, Liverpool, 1958.
(7) L. Reio, *Journal of Chromatography*, 1, 1958, p. 338-373.
(8) P. Ribereau-Gayon, *Rev. Gén. Botan.*, 70, 1959, p. 531-635.
(9) F. Jacquin et F. Mangenot, *Plant and Soil* 11, 1959, p. 377-391.
(10) M. E. F. Henderson et V. C. Farmer, 16, 1955, p. 686.

(*École Nationale Supérieure Agronomique, Nancy.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *L'ultrastructure des chromosomes métaphasiques d'une Orchidée. Étude au Microscope électronique.* Note (*) de M. **Robert Chardard**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'ultrastructure des chromosomes d'une Orchidée hybride *Vanda Boshii* a pu être observée en métaphase de la division pollinique. Le chromosome est constitué de fibrilles dont la taille varie de 80 à 100 Å et qui décrivent des hélices variées.

Les chromosomes ont déjà fait l'objet d'un certain nombre de travaux au microscope électronique (M. E.). Mais leur étude est assez décevante et le M. E. n'a pas résolu les questions pendantes sur la structure des chromosomes. Cela tient pour une grande part à la difficulté de saisir leur structure par un fixateur approprié. Aussi la plupart des observations ont-elles porté sur des chromosomes spéciaux, tels que chromosomes géants des larves de Diptères, « lampbrush » chromosomes, chromosomes interphasiques de certains Protozoaires ou sur des états particuliers du noyau (spermiogenèse par exemple). La structure des chromosomes métaphasiques au cours de la division nucléaire (méiose ou mitose) n'a été décrite que dans quelques cas : Rozsa et Wyckoff ([1]), dans les cellules du méristème radiculaire d'*Allium Cepa*, Selby ([2]), dans des cellules tumorales de Souris. Mais ou le fixateur est impropre, ou les coupes sont trop épaisses.

Porter ([3]) a étudié des cellules tumorales de Rat, en division, fixées correctement; il a vu des chromosomes métaphasiques composés d'un matériel très finement granuleux ou fibreux distribué d'une façon homogène dans tout le chromosome. En fait, les micrographies sont à trop faible grossissement (G × 10 000 à 15 000) pour révéler leur structure intime.

Kaufmann et Mc Donald ([4]) observent, à l'aide de coupes ultra-fines, des chromosomes de Tradescantia, fixés au préalable par l'acide acétique. Leur structure est grossière, mais révèle cependant une nature fibrillaire.

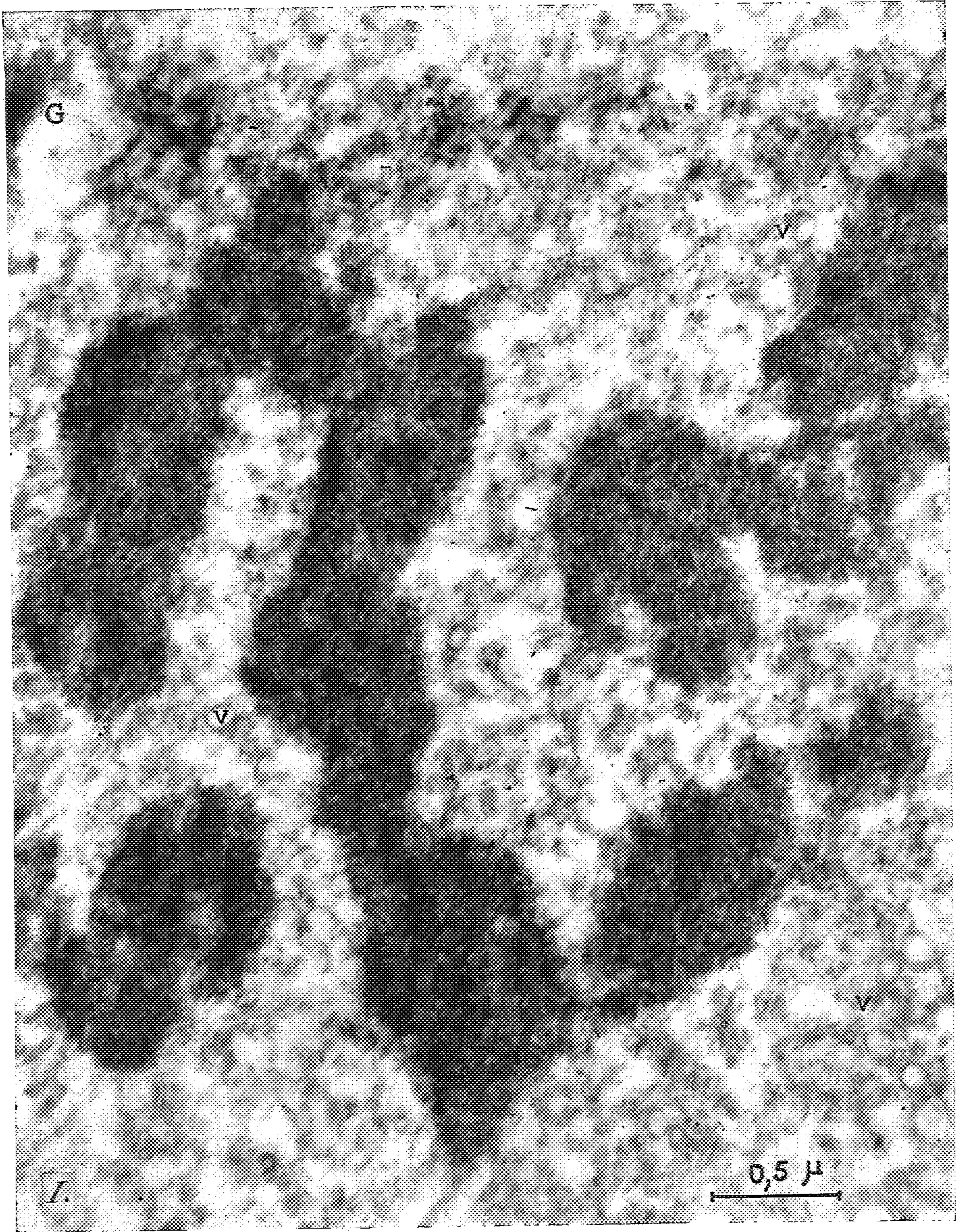
A notre connaissance, il n'existe donc pas de description valable de la structure du chromosome normal, de fin de prophase ou de métaphase.

Matériel et méthodes. — Les anthères de l'Orchidée *Vanda Boshii* (*V. tricolor* × *V. luzonica*) ont été fixées par l'acide osmique suivant Palade et traitées suivant une technique déjà décrite ([5]).

Observations. — Ce sont les chromosomes métaphasiques de la division pollinique qui nous ont fourni les images les plus nettes. De plus, il est facile de reconnaître à ce stade leur orientation. La figure I montre un chromosome coupé longitudinalement sur presque toute sa longueur : il apparaît granuleux et homogène. A plus fort grossissement (*fig.* II), on

Explication des figures.

Fig. I. — Chromosomes métaphasiques coupés longitudinalement. Au centre : chromosome entier; à droite et à gauche : fragments de chromosomes. v, vacuoles, G, appareil de Golgi (G × 42 000).


G
V
V
V
I.
0,5 μ

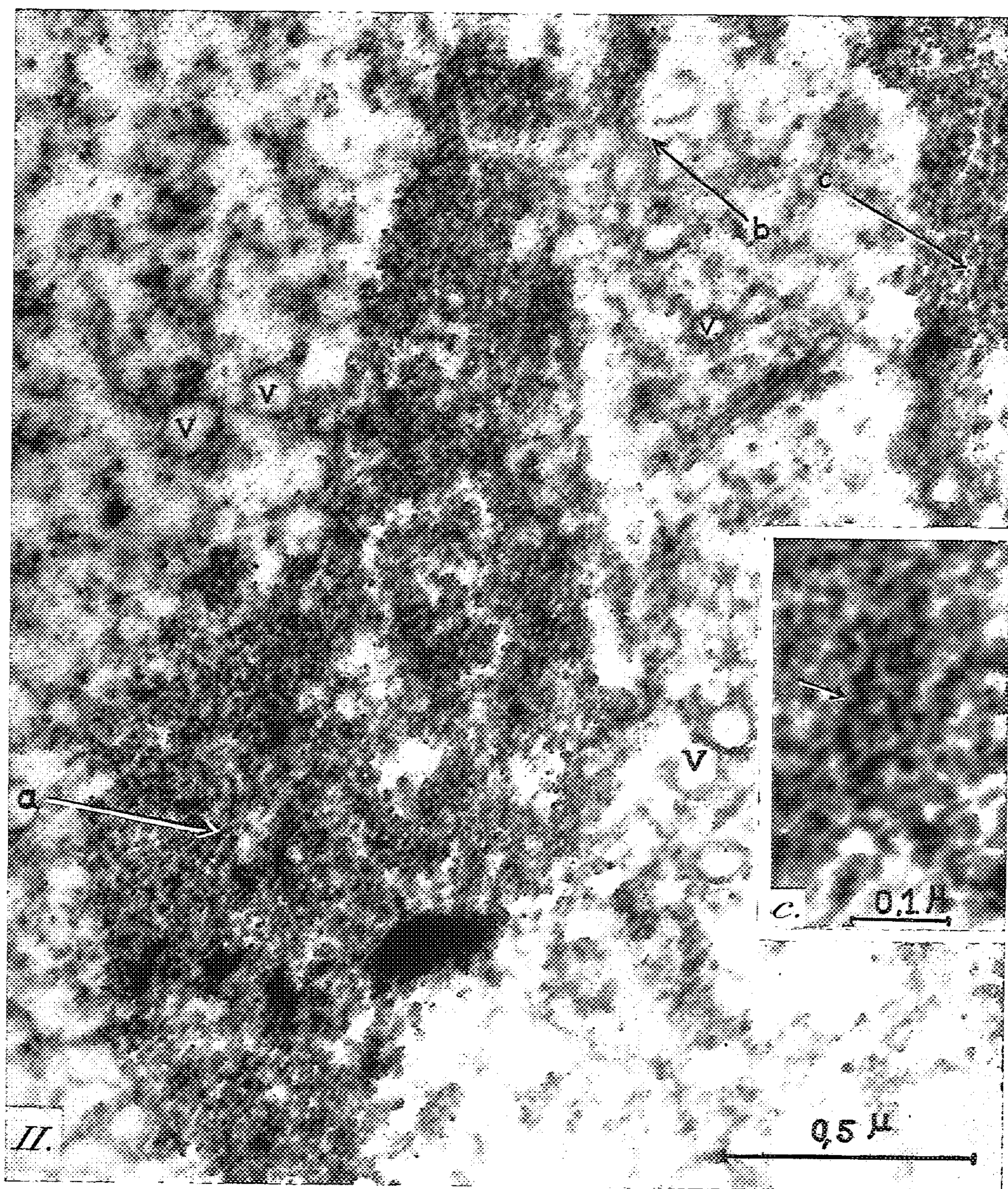
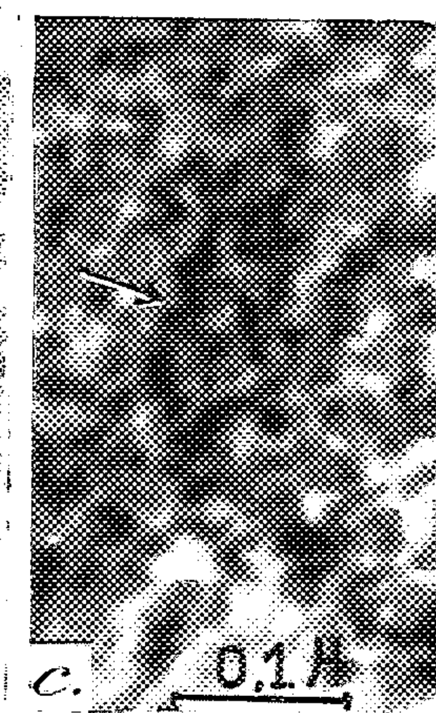
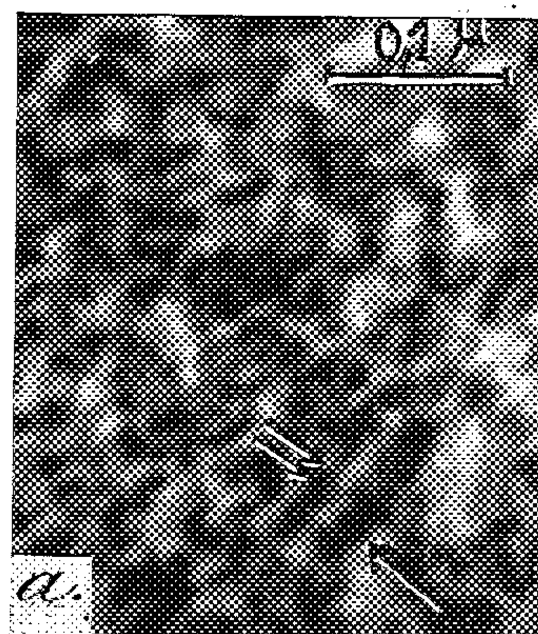
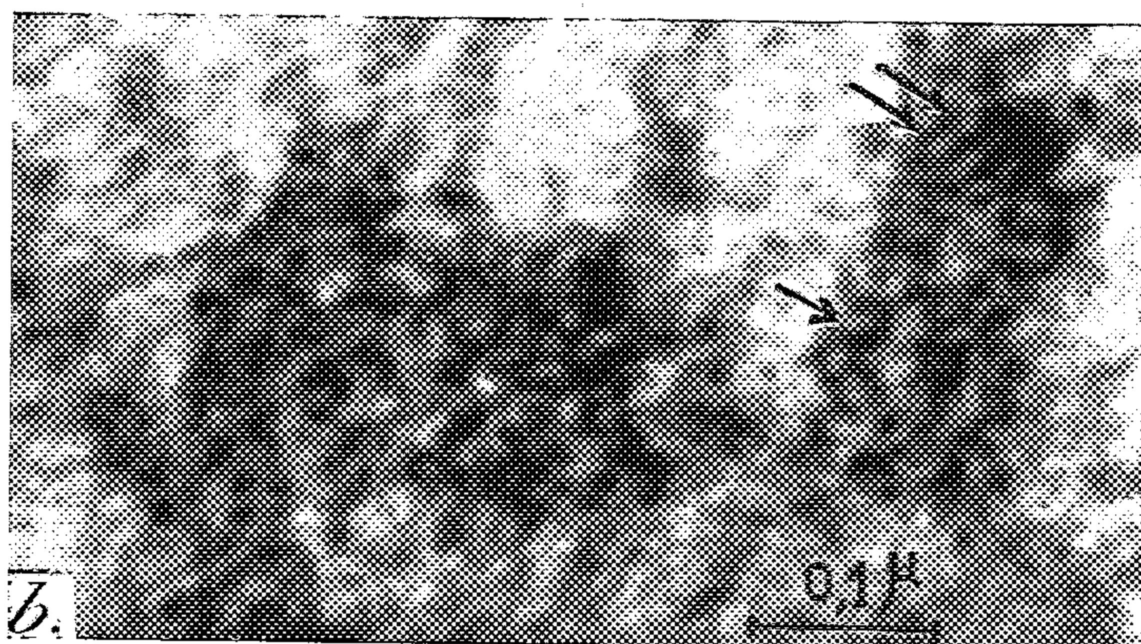

b
c
v
v
v
v
a
II.
0,5 μ

c.
0,1 μ

0,1 μ
a.

b.
0,1 μ

Fig. II. — Chromosome métaphasique coupé obliquement et constitué de nombreuses fibrilles au parcours sinueux. Les espaces clairs au centre du chromosome semblent dus à la présence d'un sillon entre les deux chromatides. Flèches : portions du chromosome agrandies en *a*, *b*, *c*. v, vacuoles; G, appareil de Golgi (G × 74 000).

a : *flèche*, fibrille enroulée en une hélice, à spires très serrées; *double flèche*, fibrille enroulée en une hélice plus lâche (G × 147 000).

b : *flèche*, fibrille décrivant une ondulation toute entière comprise dans la coupe; *double flèche*, série de quatre fibrilles allongées sur une partie de leur trajet (G × 147 000).

c : *flèche*, fragments de fibrilles disposés parallèlement et suggérant l'idée d'une hélice dont la coupe n'intéresse qu'une partie (G × 147 000).

constate qu'il est fait d'un grand nombre de points, de boucles et de courts bâtonnets, serrés les uns contre les autres, disposés sans aucun ordre apparent. Les figures correspondent sans aucun doute à des fibrilles osmiophiles, dont la coupe n'intéresse qu'un segment très court parce qu'elles sont très contournées. Leur taille est comprise entre 80 et 100 Å et leur épaisseur semble partout à peu près constante, aux erreurs de lecture près. Ces dimensions sont en accord avec celles des fibrilles examinées dans d'autres matériels, à d'autres stades [200 Å dans les chromosomes géants des glandes salivaires ([6]), 125 Å chez *Tradescantia* ([4]), 100 Å chez différents métazoaires ([7]), 110-120 Å dans diverses Monocotylédones ([8]), 70 à 100 Å dans le chromosome interphasique des Péridiniens ([9]).] Cependant, si la taille est à peu près analogue à celle du subchromonéma (110-130 Å) de lymphocyte de Souris en interphase ([10]), elle est plus faible que celle du subchromonéma en division (310 Å). Son diamètre uniforme exclut la présence de chromomères, nodosités que les cytologistes avaient cru observer au M. O. et qu'ils considéraient comme le lieu des gènes.

L'examen des traces osmiophiles suggère fortement qu'elles peuvent provenir de fibrilles enroulées en hélice et coupées sous des angles variés (*fig.* II *a*, *b*, *c*). Chaque fibrille formerait alors une hélice dont le diamètre serait compris entre 160 et 350 Å et le pas entre 140 et 200 Å (*fig.* II *a* et II *c*, flèche).

Cependant, toutes les fibrilles ne montrent pas un parcours aussi régulier : certaines ont un enroulement plus lâche (*fig.* II *a*, double flèche); d'autres peuvent même décrire des ondulations dans un même plan (*fig.* II *b*, flèche); d'autres, enfin, peuvent parfois même être étendues (*fig.* II *b*, double flèhe).

Il est plus difficile de savoir comment sont associées les différentes fibrilles. Y a-t-il une seule fibrille subissant plusieurs ordres d'enroulement pour finalement donner le chromosome, comme le pense Amano ([10]), ou bien doit-on admettre la présence de nombreuses fibrilles enroulées en hélices et réunies en faisceau, faisceau qui décrirait lui-même une hélice ? Dans ce cas, le chromosome d'Orchidée ressemblerait au chromosome interphasique des Péridiniens, tel que Grassé et Dragesco l'ont décrit ([9]), à cette différence près que chaque fibrille élémentaire présenterait un enroulement hélicoïdal supplémentaire. Le chromosome métaphasique ne permet pas de trancher. Seule l'étude de l'évolution des constituants nucléaires au cours de la prophase pourra peut-être donner une réponse.

Le chromosome de la métaphase I est fait également de fibrilles osmiophiles de 80 à 100 Å. Mais elles sont serrées et forment une masse compacte, si bien que la structure de cet élément est difficile à mettre en évidence.

Ce que nous pouvons en retenir, c'est que les chromosomes de division hétérotypique et de division pollinique 1 ne diffèrent pas par la nature des fibrilles qui les constituent. Ajoutons que nous n'avons pas mis en évidence de membrane entourant le chromosome, pas plus que de « matrice » osmiophile décelable aux électrons.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) *Exp. Cell Res.*, 2, 1951, p. 630-641.

(2) *Ibid.*, 5, 1953, p. 386-393.

(3) *Fine Structure of Cells*, Groningen, 1955, p. 236-250.

(4) *Cold Spring Harbor Symposia on quantitative Biology*, 21, 1956, p. 233-246.

(5) *Rev. Cytol. et Biol. végét.*, 19, 1958, p. 223-244.

(6) *Cold Spring Harbor Symposia on Quantitative Biology*, 21, 1956, p. 257-269.

(7) *Colloquium der Gesellschaft für physiologische Chemie*, Springer Verlag, Berlin, 1959, p. 1-30.

(8) *Protoplasma*, 50, 1959, p. 243-268.

(9) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2247.

(10) *Cytologia*, 21, 1956, p. 241-251.

(Laboratoire de Biologie végétale III, Sorbonne et Laboratoire de Médecine expérimentale du Collège de France, Paris.)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les produits du métabolisme glucidique de l'*Aspergillus Mangini. Note (*) de

Mlle **Marie-Madeleine Chollet**, Mme **Mireille Moreau** et Mlle **Anne-Marie Laune**, présentée par M. Raoul Combes.

L'étude chromatographique des milieux de culture de l'*Aspergillus mangini* montre que ce champignon synthétise de nombreux oses et osides : glucose, fructose, saccharose, maltose. S'il a disposé de saccharose, il a, de plus, condensé des fructosanes, tandis que cultivé sur glucose c'est une dextrane qui accompagne les oses.

Un *Aspergillus* du groupe *glaucus*, l'*Aspergillus Mangini*, présente une aptitude remarquable à se développer sur des milieux nutritifs anormalement riches en sucre. Cultivé sur milieu synthétique, il végète encore en présence de 3 000 g de saccharose par litre de milieu de Czapek. Le glucose, de prime abord, semble moins bien toléré, la limite extrême de sa végétation sur milieu glucosé, étant atteinte avec la concentration de 1 800 g de sucre; mais si l'on tient compte du fait que des solutions de 3 200 g de saccharose et de 1 800 g de glucose sont isotoniques, il apparaît que la limite de tolérance du champignon est sans doute déterminée par la concentration moléculaire de la solution nutritive, plutôt que par la nature du sucre fourni. Cependant, le développement du mycélium est, d'une manière générale, sensiblement meilleur, dans les cultures sur saccharose.

Quels que soient les besoins énergétique et plastique de l'*Aspergillus Mangini*, pour réaliser les diverses phases de son cycle végétatif, les quantités de sucre présentes dans les milieux de culture, à de telles concentrations, sont certainement excédentaires; la viscosité, apparemment inchangée, des milieux de culture, en fin de végétation, en témoigne. Sous quelle forme subsistent les sucres ? Demeurent-ils purement et simplement « inutilisés », ou bien ont-ils été transformés, « remaniés », l'*Aspergillus* puisant dans ces transformations une partie de l'énergie nécessaire à l'élaboration de sa substance et à l'entretien de sa vie.

L'une de nous, ayant cultivé cet *Aspergillus Mangini* sur milieu de Czapek, auquel avaient été ajoutées des quantités variables de sucre : glucose ou saccharose (de 100 à 3 000 g/l), et ceci à diverses températures (entre 5 et 33°) à la lumière et à l'obscurité, la composition glucidique des divers milieux, en fin de végétation du champignon, a été déterminée par analyse chromatographique.

Il est apparu que les variations dans les conditions de culture : variations d'éclairement, de température, et de concentration en sucre, sont sans véritable influence sur la composition glucidique des milieux; elles n'interviennent que faiblement sur le taux des divers sucres présents. Par contre,

les cultures sur saccharose diffèrent profondément des cultures sur glucose.

Dans les cultures à base de saccharose, quelle que soit la quantité de sucre mise à la disposition de l'*Aspergillus*, quinze jours après l'ensemencement, tout le disacharide a pratiquement disparu. Les produits de son hydrolyse n'ont pas également convenu au champignon car tandis que le fructose a été utilisé, le glucose s'est accumulé dans le milieu. Des glucides alors présents, le glucose est le seul sucre qui soit abondant.

A côté du glucose et des traces de fructose et de saccharose, existent des polyoses, synthétisés par l'*Aspergillus*, et qui, sur les chromatogrammes, s'échelonnent, au-dessus du saccharose. Ces polyoses ont été isolés et étudiés. Ils constituent deux séries :

— Les uns proviennent de la condensation du glucose et sont, sur les chromatogrammes, révélables par le phtalate d'aniline. Dans les cultures sur saccharose, ces polyoses ne sont représentés que par un terme : le maltose.

— Les autres proviennent de la condensation du fructose. Leurs taches sont situées, sur les chromatogrammes, entre le maltose et le stachyose, et sont révélées par l'urée. Il s'agit d'une série de polyoses comportant quatre termes : tri- tétra- penta- et hexahexosane, formés d'une molécule de saccharose unie à une, deux, trois, quatre molécules de fructose; série de fructosanes identique, quant à la nature et au nombre de termes, à celle que nous avons récemment rencontrée, dans des sucres roux ([1]) et qui est vraisemblablement d'origine bactérienne.

Dans les cultures sur glucose, une grande partie de ce sucre demeure inutilisée, l'*Aspergillus* éprouvant, semble-t-il, une certaine difficulté à le transformer. Une fraction a été isomérisée en fructose, ce qui a permis la synthèse du saccharose, mais fructose et saccharose n'existent qu'en très faibles proportions, dans le milieu, et il n'y a pas trace des fructosido-saccharoses rencontrés dans les cultures sur saccharose. Par contre, à partir du glucose, l'*Aspergillus* a condensé non seulement du maltose mais aussi un trisaccharide, constitué d'une molécule de glucose unie à une molécule de saccharose : monoglucosidosaccharose, dont le spot, sur les chromatogrammes, occupe, sensiblement la même place que le monofructosidosaccharose, mais n'est révélable qu'au phtalate d'aniline, le fructosidosaccharose virant très fortement par l'urée.

Ainsi, le métabolisme glucidique de l'*Aspergillus Mangini* diffère selon qu'on le cultive sur saccharose ou sur glucose.

Dans le premier cas, grâce à une invertine, le champignon hydrolyse aisément le saccharose, ce qui libère, en quantités égales, du fructofuranose et du glucose. Le fructofuranose, immédiatement repris, est condensé en fructosanes de faibles poids moléculaires, tandis que le glucose s'accumule, le pouvoir de synthèse de l'*Aspergillus*, vis-à-vis de ce sucre, étant limité à la formation d'un peu de maltose.

Dans le deuxième cas, placé strictement en présence de glucose, la

synthèse du saccharose puis des fructosidosaccharoses, nécessiterait, de la part du champignon, l'isomérisation préalable d'une grande quantité de glucose en fructofuranose. Tout le métabolisme glucidique ultérieur reposerait, en fait, sur l'action d'une isomérase. Or, si cette enzyme existe, son action est peu importante, car ni le fructose, ni le saccharose ne s'accumulent dans le milieu. Étant données ces conditions, ne disposant que de peu de fructose, l'*Aspergillus* condense du glucose avec le saccharose, et un monoglucosidosaccharose vient s'adjoindre au maltose, la synthèse des glucosanes ne dépassant pas le stade de trisaccharide, par manque de saccharose.

Comment interpréter ces faits ? Faut-il y voir l'existence de deux métabolismes différents, ou seulement, en l'absence de fructose, l'existence d'un mécanisme compensateur à la synthèse des fructosanes, impossible. Sur milieu glucosé, toutes conditions étant égales, le champignon forme moitié moins de mycélium que sur saccharose, mais il végète, apparemment très bien. Sans doute s'agit-il d'une manifestation de la plasticité des champignons et de leur pouvoir d'adaptation.

(*) Séance du 29 février 1960.
(1) *Ind. Agric. et Alim.*, décembre 1959.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *De quelques troubles dans l'équilibre minéral d'une plante calcifuge en présence de calcium.* Note de Mme **Françoise Lattes**, présentée par M. Raoul Combes.

Les cultures de Lupin en présence de quantités croissantes de calcium nous montrent l'existence d'une proportion minimale de magnésium et d'un taux maximal de calcium très vite atteint par les plantes calcifuges.

Le Lupin est une plante strictement calcifuge. Nous l'avons cultivé sur sable siliceux lavé à l'acide chlorhydrique. Nous avons employé la solution nutritive pour culture hydroponique de Hoagland-Arnon I (1) normale pour la plupart des espèces, mais où le calcium est relativement abondant, quand on cultive des plantes calcifuges. Nous avons aussi fait des cultures de Lupin en augmentant la quantité de calcium dans cette solution nutritive; au lieu de 0,82 g de nitrate calcique par litre de la solution normale (N) nous avons mis 2 fois plus de calcium par litre, soit 1,64 g (II) et 4 fois plus de calcium (IV), soit 3,28 g/l.

L'étude du poids sec, du poids de calcium, de potassium, de magnésium et de phosphore et de leurs proportions nous a permis d'observer l'existence d'un certain taux propre à chaque élément et à chaque partie de la plante.

L'augmentation du calcium de la solution nutritive entraîne dans le Lupin une augmentation de calcium qui n'est pas proportionnelle à celle du milieu.

Taux de calcium % de matière sèche.

	Stade 2 feuilles.			Stade 4 feuilles.		Stade début floraison.		
Solutions nutritives...	N.	II.	IV.	N.	II.	N.	II.	IV.
Racines	0,47	0,71	0,8	1,17	1,99	1,66	1,98	2,36
Tiges	0,64	0,89	1,27	1,64	1,65	-	1,67	2,46
Feuilles	0,62	1,68	2,21	3,29	3,04	2,62	3,34	5,5
Fleurs	-	-	-	-	-	0,72	-	1,44

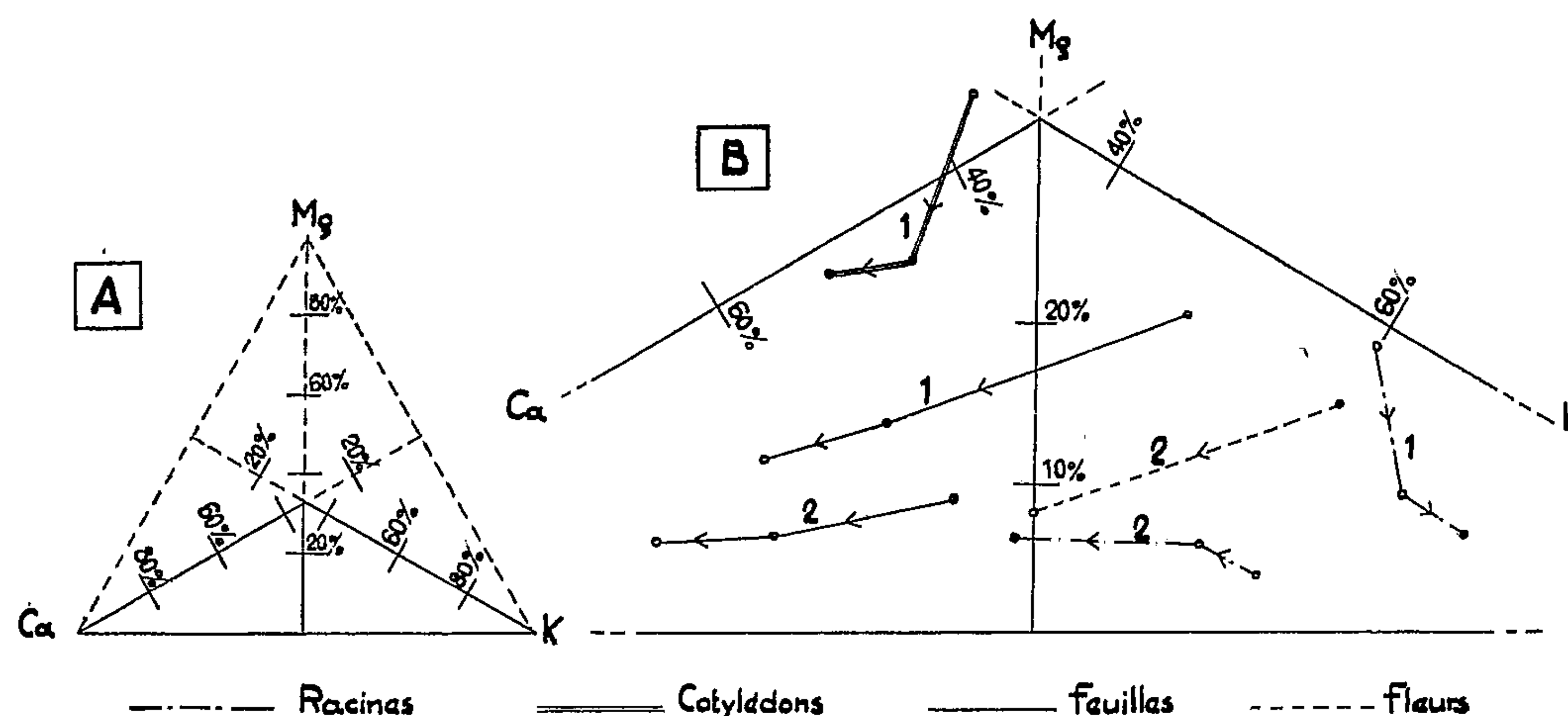
Avec la solution « normale » le taux de calcium dans les tiges atteint une certaine valeur de 1,65 % de matière sèche, qui est maintenue au cours de la végétation.

Avec une solution 2 fois plus riche en calcium, on pouvait s'attendre à un taux de calcium plus élevé; or, nous avons remarqué que, si la quantité de calcium augmente plus rapidement dans la jeune plantule, le taux atteint avec 2 fois moins de calcium n'est pas dépassé. Ceci montre que la solution dite « normale » contenait une quantité de calcium largement suffisante pour le Lupin.

Avec une solution 4 fois plus riche en calcium, les cultures présentent un aspect nettement chlorosé. D'autre part, nous avons remarqué : 1° que l'absorption totale du calcium est 4 fois plus importante qu'avec la solution

normale tandis qu'avec 2 fois plus de calcium la pénétration totale de calcium était loin d'être 2 fois plus importante; 2° que le taux non dépassé avec 2 fois plus de calcium est ici nettement dépassé. L'état pathologique semblerait donc avoir un rapport avec le dépassement du taux maximal de calcium.

Ces constatations faites dans les tiges se retrouvent à peu près identiques dans les autres parties de la plante chez qui on peut observer aussi un taux limite.



A. Triangle de Lagatu, Maume et Dulac. Chaque sommet représente un des trois éléments. Les proportions relatives de chacun de ces éléments sont indiquées en pour-cent sur les bissectrices.

B. Variations de l'équilibre Ca, K et Mg, au stade deux feuilles (courbe 1) et avant la floraison (courbe 2) lorsque le calcium croît dans la solution nutritive.

Cette augmentation de taux du calcium provoque des perturbations dans le métabolisme des autres minéraux, potassium, phosphore et magnésium comme on peut le voir, en comparant au début de la floraison les lupins cultivés avec une solution « normale » et une solution 4 fois plus riche en calcium.

Si au lieu des pourcentages nous considérons les quantités en milligrammes de minéraux entrés, alors que nous trouvons 4 fois plus de calcium dans la plante chlorosée, le potassium n'a pénétré que 1,7 fois plus, le phosphore 2 fois plus, et le magnésium 3 fois plus.

Ces différences de pénétration entraînent des variations dans les taux de ces minéraux. Le phosphore et le magnésium augmentent dans les tiges et les racines et diminuent dans les feuilles et les fleurs chlorosées. Le taux de potassium ne dépasse pas le taux obtenu avec la solution « normale » sauf dans les tiges, tandis que la fleur chlorosée s'est appauvrie en potassium.

A travers toutes ces perturbations, il est intéressant de suivre les variations du minéral le plus proche du calcium, le magnésium, et d'étudier l'équilibre relatif des trois cations principaux : le potassium, le calcium

et le magnésium. Puisqu'il s'agit de l'équilibre de trois éléments, la méthode représentative qui paraît s'imposer est celle du triangle, popularisé par Lagatu, Maume et Dulac (²) pour le diagnostic foliaire.

	Taux % de matière sèche.							
	Racine.		Tige.		Feuille.		Fleur.	
	N.	IV.	N.	IV.	N.	IV.	N.	IV.
Calcium	1,66	2,22	0,96	2,48	2,62	5,52	0,72	1,44
Potassium	5,48	4,25	6,55	7,37	4,2	4,14	3,17	2,7
Magnésium	0,16	0,18	0,17	0,32	0,28	0,24	0,25	0,15
Phosphore	1,23	1,39	0,54	0,34	1,15	0,22	0,70	0,46

Étant donné l'augmentation du seul calcium dans le milieu, ce cation tend à prendre la place du potassium et surtout du magnésium (³). Sauf dans les cotylédons où il abonde, la proportion du magnésium est moins grande dans la plante que dans le milieu. Le magnésium diminue de plus en plus dans les fleurs, les feuilles et les racines jusqu'aux approches du taux de 6 % de l'ensemble des cations. Cette proportion paraît représenter un minimum, tant et si bien que toutes les courbes tendent vers ce taux et lui deviennent parallèles sans le dépasser. La proportion du calcium qui jusque-là augmentait surtout aux dépens du magnésium, augmente dès lors aux dépens du seul potassium.

Pour chaque minéral, toute plante maintient son taux entre un maximum et un minimum assez précis. Ces cultures de Lupin nous permettent d'observer le taux maximal de calcium et par suite la possibilité qu'ont le calcium et le magnésium de se remplacer plus ou moins, nous pouvons observer aussi la proportion minimale du magnésium.

(¹) M. Homes, J. Ansiaux et G. Van Schoor, *L'aquiculture*, Bruxelles, 1953, p. 73.
(²) L. Maume et J. Dulac, *C. R. Acad. Agric.*, 13 octobre 1948.
(³) J. Calmes, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 292.

(*Laboratoire de Physiologie végétale de l'Institut Catholique de Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de quelques régulateurs de croissance extraits de deux espèces de* Parthenocissus *sur le développement de tissus végétaux cultivés* in vitro. Note de M. **Aries Kovoor**, présentée par M. Roger Gautheret.

Une étude d'extraits de *Parthenocissus tricuspidata* (Sieb. et Zucc.) Planch. et *Parthenocissus quinquefolia* L. nous permet d'affirmer qu'ils contiennent, en hiver, plusieurs régulateurs de croissance exerçant des effets différents sur la prolifération de tissus végétaux cultivés *in vitro*.

Morel [1] a observé que des explantats de tige de deux espèces voisines *Parthenocissus tricuspidata* et *Parthenocissus quinquefolia* cultivés *in vitro* ont un comportement assez différent. La présence d'auxine dans le milieu provoque chez *P. quinquefolia* une rhizogenèse très intense, tandis que

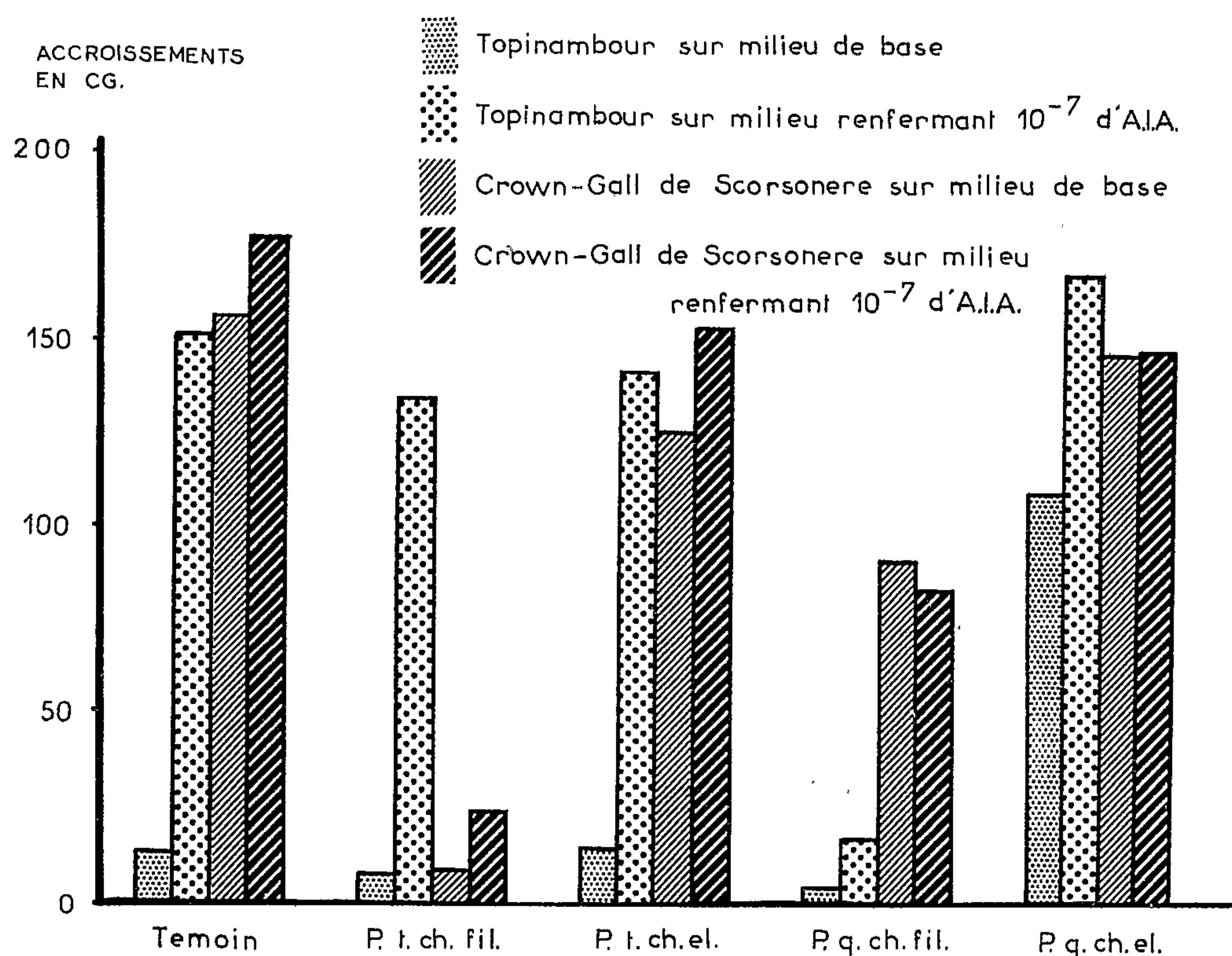


Fig. 1. — Croissance de fragments de parenchyme vasculaire de Topinambour et de crown-gall de Scorsonère sous l'action de différents extraits de tiges de *P. tricuspidata* et de *P. quinquefolia*.

chez *P. tricuspidata* un cal se développe aux extrémités des fragments sans qu'il apparaisse de racines. Une différence de leur pouvoir de prolifération se manifeste en outre selon la période de l'année choisie pour réaliser les cultures. C'est ainsi que les tissus de *P. quinquefolia* se déve-

loppent presque aussi bien en hiver qu'en été, tandis que ceux de *P. tricuspidata* sont incapables de se développer en hiver, même sous l'action de substances de division (1). Une inertie semblable des tissus de jeunes tiges prélevés pendant la période de repos végétatif a été signalée par Gautheret (2) dans le cas de *Salix caprea*, Lilas, Poirier et Aubépine.

Pour savoir si cette différence est liée à l'apparition saisonnière d'inhibiteurs ou d'excitants de la croissance, nous avons entrepris une étude comparative de l'action de quelques extraits de tiges des deux *Parthenocissus* sur la prolifération de tissus normaux de Topinambour, de tissus de crown-gall de Scorsonère ainsi que de fragments de tiges de *P. tricuspidata* et de *P. quinquefolia.*

Tableau I.

Développements comparés d'explantats de P. tricuspidata *et* P. quinquefolia *sous l'action de différents extraits.*

(L'absence de prolifération est désignée par O; la prolifération a été indiquée par des croix d'autant plus nombreuses qu'elle fut plus intense.)

	Tissus ensemencés.			
	P. tricuspidata.		*P. quinquefolia.*	
Fraction ajoutée au milieu.	Milieu de base.	Milieu contenant de l'AIA à 10^{-7}.	Milieu de base.	Milieu contenant de l'AIA à 10^{-7}.
Témoin	O	+ +	O	+ + + + +
« P. t. ch. fil. »	O	+ + + + +	+	+ + + +
« P. t. ch. el. »	O	+ + + + +	+	+ + + + +
« P. q. ch. fil. »	O	+ +	O	+ +
« P. q. ch. el. »	O	+ + + +	+	+ + + +

Le 15 octobre 1959, nous avons récolté des jeunes tiges de *P. tricuspidata*, que nous avons broyées et traitées par un mélange d'éthanol et d'eau. Nous avons ajouté à l'extrait obtenu du charbon désactivé et les substances non adsorbées par celui-ci ont été recueillies dans le filtrat (fraction « P. t. ch. fil. »). Une élution de ce charbon par une solution aqueuse de phénol a été ensuite effectuée (fraction « P. t. ch. el. »). Une extraction identique de tiges de *P. quinquefolia* nous a donné les deux fractions correspondantes « P. q. ch. fil. » et « P. q. ch. el. ». L'alcool et le phénol introduits pendant l'extraction furent éliminés, le pH des extraits fut ajusté à 7 et des quantités aliquotes de ces quatre fractions ont été incorporées aux divers milieux nutritifs utilisés dans l'expérience suivante :

Nous avons ensemencé des fragments de xylème de Topinambour, des fragments de jeunes tiges de *P. tricuspidata* et de *P. quinquefolia* prélevés le 24 novembre 1959 ainsi que des explantats d'une souche de crown-gall de Scorsonère sur un milieu gélosé contenant des sels minéraux et 5 % de glucose. A ce milieu ont été ajoutées, les différentes fractions décrites, ci-dessus associées ou non à 10^{-7} d'acide indole acétique (AIA). Nous avons enfin réalisé tous les témoins nécessaires.

La croissance des tissus de Topinambour et de crown-gall de Scorsonère (accroissement du poids frais d'explantats) au bout de 39 jours de culture, a été exprimée graphiquement (*fig.* 1). Quant aux segments de tiges de *Parthenocissus*, leur prolifération ne se prête guère à une évaluation quantitative rigoureuse. Nous avons donc représenté dans le tableau I, d'une manière relative, par le choix arbitraire d'un certain nombre de croix, les degrés de développement des explantats, en négligeant le fait que les néoformations se manifestaient sous la forme de cals (*P. tricuspidata*) ou de racines (*P. quinquefolia*).

Si l'on présume l'existence d'un inhibiteur dans la fraction « P. t. ch. fil. » en raison du fait qu'elle provoque l'inhibition totale des tissus tumoraux de crown-gall de Scorsonère, cet inhibiteur, lorsqu'on l'associe à l'AIA, ne semble avoir aucun effet sur la prolifération des trois tissus normaux étudiés. D'autre part, les extraits provenant de *P. tricuspidata* ne semblent pas posséder de facteurs auxiniques décelables par une réaction excito-formatrice provoquée chez les différents tissus normaux cultivés en milieu dépourvu d'AIA. Par contre, ils sont capables de renforcer la croissance des explantats des deux espèces de *Parthenocissus* déjà provoquée par une auxine. Signalons ici que, contrairement aux observations de Morel, nous avons constaté que des segments de tiges de *P. tricuspidata* ont été capables de proliférer *in vitro* d'une manière parfois même intense.

En ce qui concerne *P. quinquefolia*, l'un des deux extraits (« P. q. ch. el. »), ajouté seul au milieu de base provoque la prolifération des tissus de Topinambour : ceci suggère qu'il contient un facteur de nature auxinique. Cependant, la fraction « P. q. ch. fil. » agit comme un puissant inhibiteur de ces mêmes tissus de Topinambour sur milieu renfermant de l'AIA sans exercer pour autant une action sur des tissus de crown-gall de Scorsonère. Le traitement par du charbon désactivé semble donc avoir effectivement séparé deux régulateurs de croissance provenant de *P. quinquefolia* et agissant de manière totalement différente sur le développement de tissus de Topinambour cultivés *in vitro*.

(1) G. Morel, *Thèse*, Paris, 1948, 112 pages et *Ann. Epiphyt.*, nouv. série, 14, 1948, p. 123-234.

(2) R. J. Gautheret, *La culture des tissus végétaux*, Masson, Paris, 1959, 863 pages.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Prolifération,* in vitro, *d'un tissu du péricarpe d'*Ecbalium elaterium *Rich.* Note (*) de M. **François Nysterakis**, transmise par M. Henri Gaussen.

Les cellules, de tout âge, de la pulpe de baies de *E. elaterium* prolifèrent lorsqu'elles reçoivent des sels minéraux et du glucose. Par contre, les cellules de tissus périphériques de ce fruit, riches en faisceaux, ne se divisent pas sous les conditions ci-dessus, ni lorsqu'ils reçoivent de nombreuses « substances stimulantes ». On est en droit de s'étonner, pour plusieurs raisons, du comportement des tissus de cet organe.

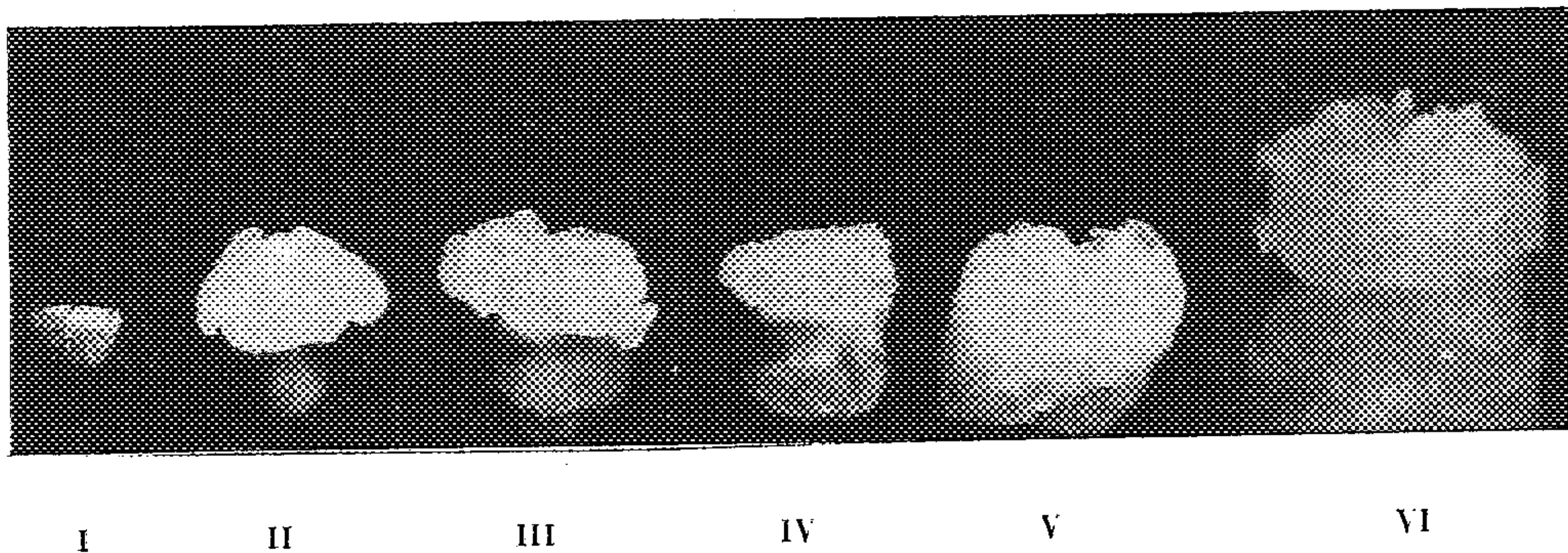
Les originales recherches de Nitsch ([1]) ont montré qu'on peut obtenir *in vitro* des petites tomates mûres, en cultivant des ovaires entiers dans un milieu contenant du jus de tomate. Letham ([2]) réussit par la suite la prolifération anarchique et des sous-cultures de fragments de tissu de pommes et établit leur double besoin en acide dichlorophénoxyacétique et lait de noix de coco. Schrœder et al. ([3]), ([4]) obtiennent aussi un début de prolifération sur le tissu du péricarpe des fruits mûrs d'avocat et probablement sur le tissu du mésocarpe de *Citrus medica,* en se servant de milieux moins complexes.

J'ai cherché de mon côté si les tissus d'autres fruits se divisent abondamment à partir de composés définis, et surtout sans le concours des substances dites « stimulantes ». Un certain nombre de tels tissus et de segments de tiges qui portaient les fruits sont actuellement à l'étude. Je donnerai, pour le moment, les réactions des tissus de fruits de *E. elaterium,* dont le choix a été dicté par d'autres considérations et du fait aussi que la plupart des cellules de sa pulpe dégénèrent bien avant la maturité complète des baies.

Comme dans mes cultures antérieures, les fruits de tout âge étaient stérilisés par l'alcool absolu et éventuellement, rapidement flambés. Les plus jeunes (1,5×0,8 cm) portaient des fleurs fanées; les plus âgés mesuraient 4×2 cm et contenaient des graines déjà brunes. Après épluchage tout à fait superficiel (ou sans épluchage) on prélève deux à six tranches, de 4 à 8 mm d'épaisseur, sur chaque fruit. Pour la comparaison, les graines, même immatures, étaient soigneusement écartées ou encore laissées sur place. Tous les substrats contenaient par litre, 30 g de glucose et 10 g de gélose. Les milieux de base renfermaient les sels minéraux préconisés par Gautheret ([5]), Heller ([6]) ou Skoog et coll. ([7]) ou simplement, en grammes par litre : KNO_3, 0,8; H_2KPO_4, 0,8; $MgSO_4$, 0,5; Cl_2Ca, 0,1; ClNa, 0,1. Les produits ci-après ont été également éprouvés, isolément ou sous certaines combinaisons (10^{-6}) : acide indol-β-acétique (0,1 à 10), gibbérelline (20), glutathion (50), hydrolysat de caséine (500), *l*-cystéine (10); (6 g/l) : extrait de levure ou de malt; (15 %) lait de noix de coco.

Au cours des deux dernières périodes de fructification de *E. elaterium* (1958-1960), de nombreuses répétitions ont eu lieu. Voici les principaux résultats obtenus.

Deux jours après l'ensemencement, les tranches, provenant de fruits encore jeunes, portent un mamelon sur leur section libre, dû au volume accru des cellules de la pulpe. Ces cellules se divisent ensuite et l'une ou les deux sections de chaque tranche (épluchée ou non), se couvre d'un tissu néoformé (*photos* II à IV). Par contre, les tissus périphériques qui entourent initialement le précédent, ne prolifèrent pas ([8]). Autour du dixième jour de culture, ces tissus se déchirent longitudinalement et se déplient (*photos* IV et V), libérant ainsi les tissus adjacents en prolifé-



I II III IV V VI

Culture *in vitro* de tissu du fruit d'*E. elaterium* Rich.

Grandeur naturelle faiblement réduite; grossissement sensiblement le même partout.

I. Tranche non épluchée de fruit très jeune ($d = 7$ mm) avant ensemencement.

II. Tranche identique au 10e jour de culture.

III. A la même date, tranche prise sur un fruit plus âgé ($d = 13$ mm).

IV. Tranche du même fruit épluché montrant, sur le devant, les tissus périphériques fendus.

V. Culture identique cinq jours plus tard, avec tissus périphériques dépliés.

VI. Culture de deux mois après le premier repiquage. On distingue à sa base et en avant, le fragment du tissu périphérique initial, sectionné avec le tissu néoformé repiqué; pour limiter le nombre des blessures il a été laissé sur le tissu sous-cultivé.

ration. Les tissus néoformés, assez fragiles, possèdent de grosses cellules à parois minces, comme les tissus dont ils dérivent; ils occupent le deuxième mois de culture, une hauteur de 1 à 2,5 cm dans chaque tube. Le processus ci-dessus débute et se déroule plus lentement sur les tranches provenant de fruits âgés et dont les cellules de la pulpe sont *pour la plupart*, lors de l'ensemencement, en voie de dégénérescence ou déjà liquéfiées.

D'une répétition à l'autre, le pourcentage de sous-cultures réussies est encore faible ou variable, du moins lorsqu'on utilise des cultures de deux mois. Les nombreux découpages et les substrats gélosés semblent peu favorables pour le repiquage de ce tissu fragile. Le choix de morceaux naturellement plus ou moins détachés de l'ensemble de la culture, donne de meilleurs résultats. La photo VI montre la plus grosse culture obtenue

dans le milieu de base de Gautheret; elle mesure 33×30 mm. J'ajouterai enfin que, dans tous les milieux essayés, la vitalité de la plupart des sous-cultures diminue après le deuxième repiquage.

Certains milieux complexes se sont souvent montrés faiblement plus stimulants que d'autres, aussi bien dans le cas de tranches (prélevées surtout après le mois de septembre) que pour les tissus repiqués. Mais les faits fondamentaux restent surtout les suivants :

1° Les cellules des fruits de *E. elaterium*, les plus aptes à se diviser et à croître, *in vitro*, sont précisément celles qui, dans les conditions naturelles, dégénèrent les premières.

2° Les cellules des tissus internes des baies étudiées se multiplient abondamment à partir de composés très simples et connus. Il n'en est pas de même pour les cellules des tissus qui entourent les précédents. Les substances « stimulantes » utilisées ne peuvent, en outre, suppléer à l'incapacité de ces cellules de proliférer *in vitro*.

Il serait prématuré de chercher un dénominateur commun dans les processus qui contrôlent la division des cellules internes du péricarpe des baies d'*E. elaterium*, des cellules cancéreuses ou de celles qui présentent le phénomène d' « anergie ». On peut, par contre, retenir que, sous des conditions définies, le potentiel pour la division des tissus internes et périphériques des baies de *E. elaterium* est très différent. On peut également se demander si cette différence existe avant la fécondation des ovules; sur ce point et quelques autres, je me propose de revenir.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) Nitsch, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 445.

(2) Letham, *Nature*, G. B., 182, 1958, p. 473-474.

(3) Schrœder et Spector, *Science*, 126, 1957, p. 701.

(4) Schrœder, *Science*, index, 122, 1955, p. 601.

(5) Gautheret, *Manuel technique de culture des tissus végétaux*, 1942, Masson, Paris.

(6) Heller, *Thèse*, Paris, 1953.

(7) Skoog et Tsui, *Amer. J. Bot.*, 35, 1948, p. 782.

(8) J'entends par prolifération, la néoformation de tissus bien visibles macroscopiquement. Lorsque le milieu contient surtout du lait de noix de coco, on trouve au microscope dans les tissus périphériques quelques cellules dédifférenciées, agrandies ou ayant subi un très petit nombre de divisions.

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur une larve de Distome, parasite de têtards de* Rana esculenta *L., devenant adulte chez le Chat domestique* Felis catus *L.* domest. *et le Pigeon domestique* Columba livia *Gmel.* domest. Note (*) de MM. **Robert Ph. Dollfus** et **Jean Timon-David**, présentée par M. Louis Fage.

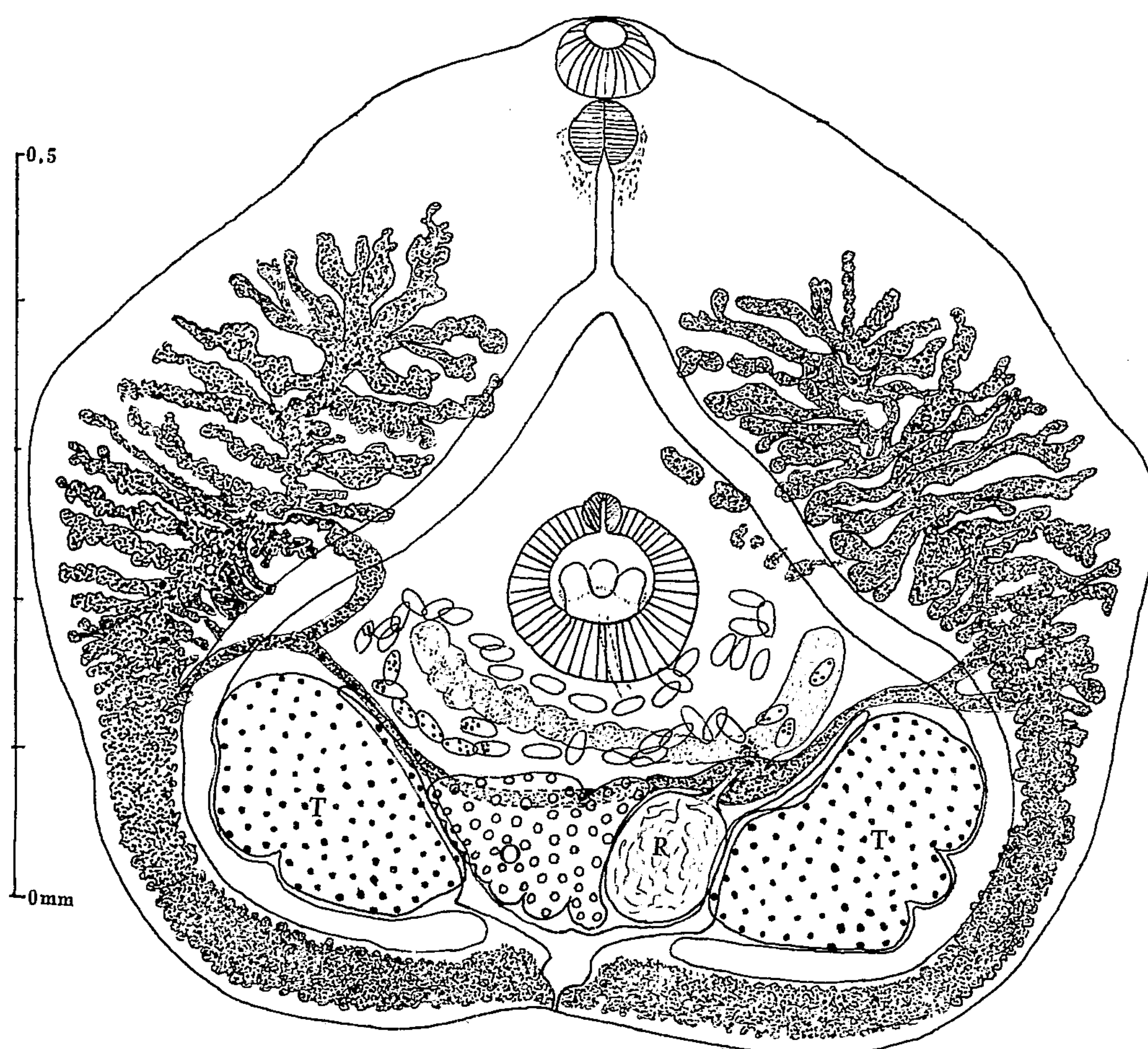
Le Trématode étudié est parasite de têtards de Grenouille au deuxième stade larvaire de la période de son cycle évolutif où il vit en pécilotherme; le stade adulte, qui correspond à la période du cycle où il vit en homéotherme a été obtenu chez le Chat et le Pigeon.

Aux environs de Marseille, nous avons trouvé en abondance, dans des têtards de *Rana esculenta* L., la larve métacercaire enkystée d'un Distome de la famille *Heterophyidæ*. Les kystes métacercariens sphériques, diamètre 300-380 μ, à paroi assez épaisse et résistante (9 à 10 μ), sont disséminés dans le derme de tout le corps et, particulièrement, de la queue du têtard; ils sont généralement entourés d'une couche de mélanoblastes. Cette métacercaire, d'après des matériaux de même provenance, a déjà été décrite par Ch. Joyeux, J. G. Baer et P. Carrère (1). Nous renvoyons à leur description. Ces auteurs ont tenté, sans succès, d'obtenir l'adulte chez des couleuvres (*Natrix*), des rats et des furets, mais ils l'ont obtenu dans la portion terminale de l'intestin grêle de chats et en ont donné une description succincte; l'utérus des adultes (600 μ de long × 700 μ de large) chez un chat autopsié au 6e jour, contenait de 45 à 80 œufs, mesurant 30-35 × 16-19 μ.

Nous avons repris ces expériences; nous avons aussi obtenu des adultes chez des chats, mais en petite quantité. Nous avons alors essayé l'infestation de pigeons. Malgré les différences de température du corps et de composition du milieu digestif entre le Chat et le Pigeon, nous avons obtenu, chez ce dernier, des adultes en très grand nombre, contenant de 40 à 90 œufs de 16,6 × 30 μ à 15 × 33 μ. Nous sommes d'avis qu'il s'agit de la même espèce que celle étudiée par Joyeux, Baer et Carrère. L'hôte normal dans la nature est-il un mammifère ou un oiseau ? Nous n'avons pas réussi à le savoir et nous n'avons pas, jusqu'à présent, trouvé la cercaire qui parasite le Mollusque premier hôte. Il est remarquable que, parmi les genres et les espèces de Distomes *Heterophyidæ* dont il existe une description, il n'y en ait pas un seul auquel notre Distome puisse être attribué (2). Nous donnons ci-après les caractéristiques de ce Distome.

Heterophyidæ, corps fortement déprimé, à contour très variable, souvent subpentagonal, plus long, aussi long ou moins long que large, mais toujours élargi dans sa partie moyenne, dimensions variables : par exemple 442 × 411, 505 × 535 et 520 × 715 μ au bout de 54 h et 700 × 760 μ au bout de 7 jours, chez des pigeons. Cuticule finement spinulée, ventouse

orale terminale, à peu près moitié moins large que la ventrale, qui est médiane, à peu près au début de la moitié postérieure du corps. Prépharynx nul, pharynx un peu moins long que la ventouse, œsophage un peu plus long que le pharynx; branches intestinales très longues, passant en dehors des testicules, au contact de leur bord externe et de leur



Massaliatrema gyrinicola n. gen., n. sp. Adulte expérimental dans l'intestin d'un pigeon (7e jour de l'infestation par métacercaire). Longueur, 700 μ; largeur, 775 μ; ventouse orale, 71,2 × 46 μ; ventouse ventrale, diamètre, 0,120 μ; pharynx, 47,5 × 47,5 μ; œsophage, 83,12 μ. Vue ventrale. Épines cuticulaires non figurées. O, ovaire; T, testicule; R, réceptacle séminal.

bord postérieur, restant toujours séparées des bords du corps par des follicules vitellogènes. Testicules un peu lobés, situés symétriquement dans le dernier tiers de la longueur du corps; séparés l'un de l'autre par l'ovaire, toujours lobé et le receptaculum seminis, de grosseur variable, situé au même niveau, sur une même ligne transversale, parallèle au bord postérieur du corps. L'ovaire est au contact du bord gauche du testicule droit et du bord droit du receptaculum seminis. Le receptaculum seminis est au contact du bord droit du testicule gauche et du bord gauche de l'ovaire. Vésicule séminale en forme de boyau transversal entre les glandes génitales et la ventouse ventrale. Vitellogènes très ramifiés, remplissant tout l'espace entre les branches intestinales et les bords du corps. Vitelloducte transverse dorsalement contre le bord antérieur des testicules, de l'ovaire et du réceptacle séminal. Canal de Laurer non observé. Utérus court, intercæcal, passant transversalement de droite à gauche, puis de gauche à droite dans l'espace entre les glandes

génitales et la ventouse ventrale. Œufs à maturité : 16,6 × 30-33 μ. Sinus génital dans le bord antérieur de la ventouse ventrale. Vessie excrétrice en V, la branche droite passe entre le testicule droit et l'ovaire; la branche gauche entre le testicule gauche et le receptaculum seminis; les branches ne semblent pas s'avancer plus en avant que le bord antérieur des testicules. Pore excréteur terminal, médian.

Nous proposons pour ce parasite le nom *Massaliatrema gyrinicola* n. gen., n. sp.; la définition du genre est provisoirement celle de l'espèce type (3).

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1067.

(2) Joyeux, Baer et Carrère ont rapporté la métacercaire et l'adulte qu'ils ont étudiés à *Euryhelmis squamula* (Rudolphi, 1819).

(3) Le genre le plus voisin par la topographie des organes est *Metagonimoides* E. W. Price (*J. Washington Acad. Sc.*, 21, n° 16, 1931, p. 405-407, *fig.* 1-2), mais, chez la seule espèce du genre, *M. oregonensis* Price 1931, de l'intestin de *Procyon lotor* (L.), la ventouse ventrale est à droite de la ligne médiane et l'utérus localisé du côté gauche, la vésicule séminale est au même niveau que la ventouse ventrale, l'ovaire et le réceptacle séminal sont en avant de l'espace intertesticulaire. Ces différences sont trop importantes pour que notre espèce puisse être placée dans ce genre et dans la même sous-famille (*Metagoniminæ*).

CYTOLOGIE. — *L'ultrastructure de l'appareil basal des flagelles chez* Cryptobia helicis (*Flagellé, Bodonidæ*). Note (*) de M. **Chandra K. Pyne**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une étude antérieure [1] nous avons décrit quelques particularités de *C. helicis*. Nous présentons ici la structure des grains basaux de ce Protozoaire et leurs relations avec les autres organites cellulaires.

Cryptobia helicis est doté de deux flagelles, chacun possédant les fibrilles typiques, neuf paires périphériques autour d'une paire de fibrilles axiales, et en outre quelques rubans [1] (*fig.* 8). Les deux flagelles, l'antérieur ainsi que le postérieur, pénètrent ensemble dans la cellule, près de l'extrémité antérieure, par une invagination de la pellicule (*fig.* 5). Nous sommes enclins à penser que cette invagination correspond à la vacuole que Grassé [2], [3] a vue après une coloration par le vert lumière accompagnant un Feulgen. Cette cinétovacuole peut atteindre un diamètre de 1 μ et une profondeur de 1,2 μ. Elle est limitée par une mince membrane unique qui est évidemment la continuation de la couche externe de la pellicule, les fibrilles de la couche interne ne faisant pas partie de cette invagination. Sur un côté de la cinétovacuole, on voit dans quelques coupes, cinq ou six formations rondes, très osmiophiles et homogènes, sans aucune structure évidente. Ces formations représentent des coupes des fibrilles qui prennent naissance sur le côté de la cinétovacuole. Les fibrilles cinétovacuolaires restent attachées sur la paroi de la vacuole ou se séparent et cheminent alors sur une courte distance, finissant sans aucune liaison avec aucun autre organite. Elles ont un diamètre moyen de 400 Å et donnent peut être quelque rigidité à la cinétovacuole, laquelle correspond évidemment aux invaginations analogues décrites chez *Leishmania donovani* [4], *Trypanosoma equiperdum* [5], *Euglena gracilis* et *Peranema trichophorum* [6]. Les filaments que Roth a trouvés

EXPLICATION DES PLANCHES.

Cryptobia helicis. Fixation par l'acide osmique.

PLANCHE I.

Fig. 1-3. — Trois coupes sériales de la même cellule dans la région de la cinétovacuole, montrant la manière d'entrer des flagelles dans le cytoplasme (G × 42 500).

Fig. 4. — Coupe longitudinale du flagelle et cinétosome. Les fibrilles centrales ne continuent pas dans le cinétosome. Le cinétonucleus n'est pas en contact avec le cinétosome (G × 41 250).

Fig. 5. — L'entrée des flagelles dans la cinétovacuole. Sur un côté on voit des coupes transversales des fibrilles cinétovacuolaires (G × 50 000).

Fig. 6. — Coupe longitudinale du cinétosome (G × 60 000).

Fig. 7. — Coupe montrant les racines flagellaires (G × 37 500).

Fig. 8. — Même que figure 5 (G × 38 750).

PLANCHE I.

1



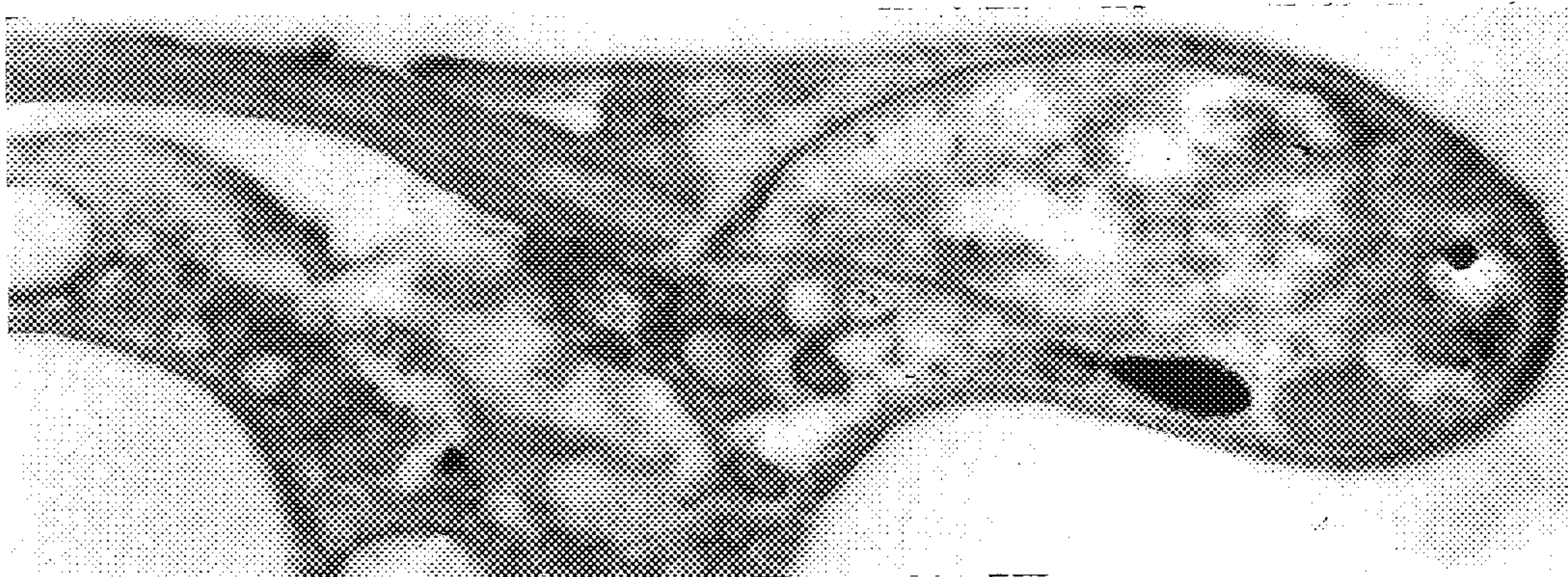
2



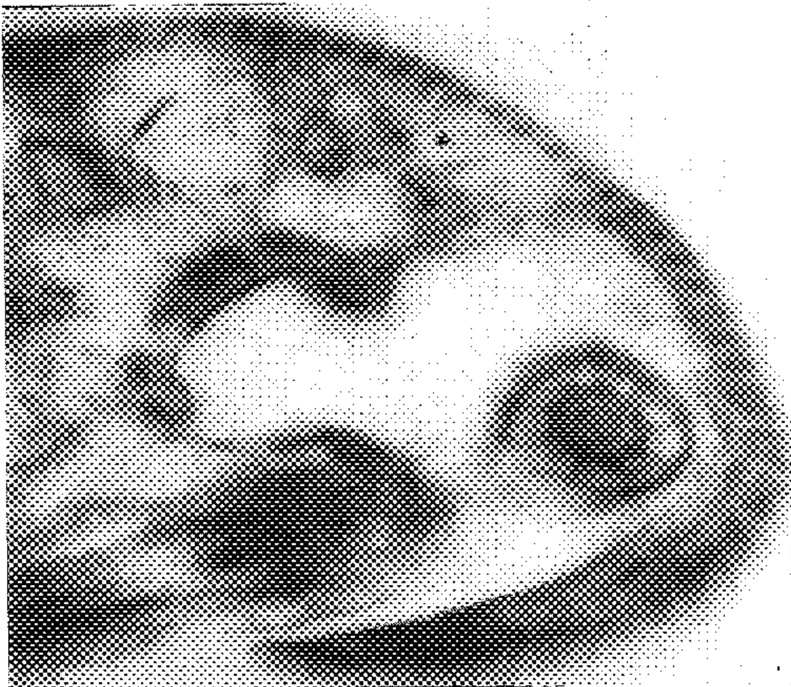
3



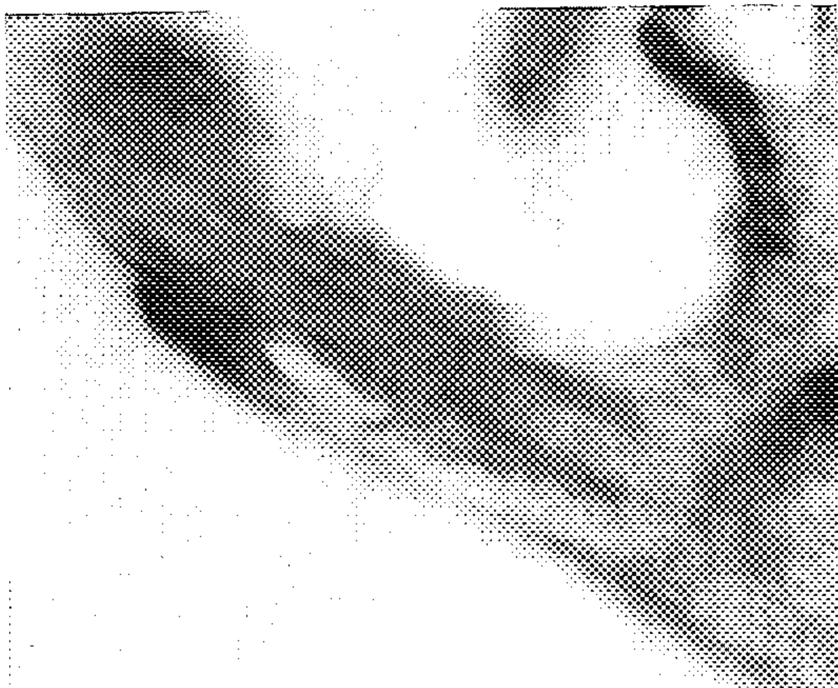
4



5

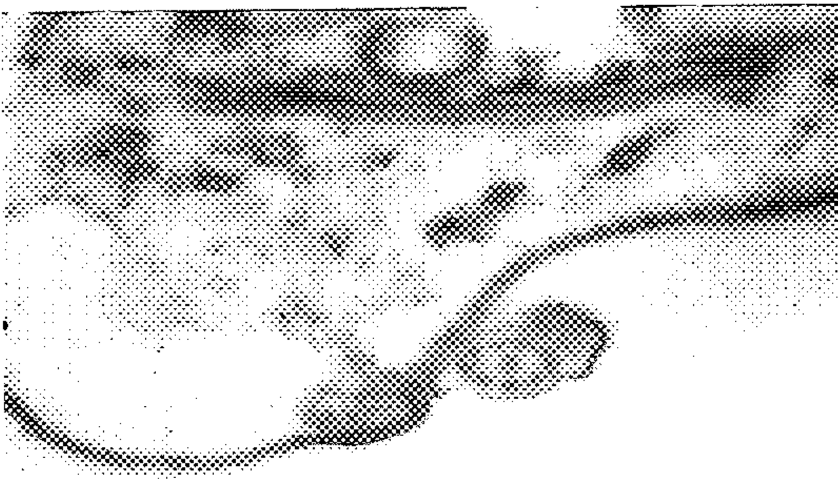


6





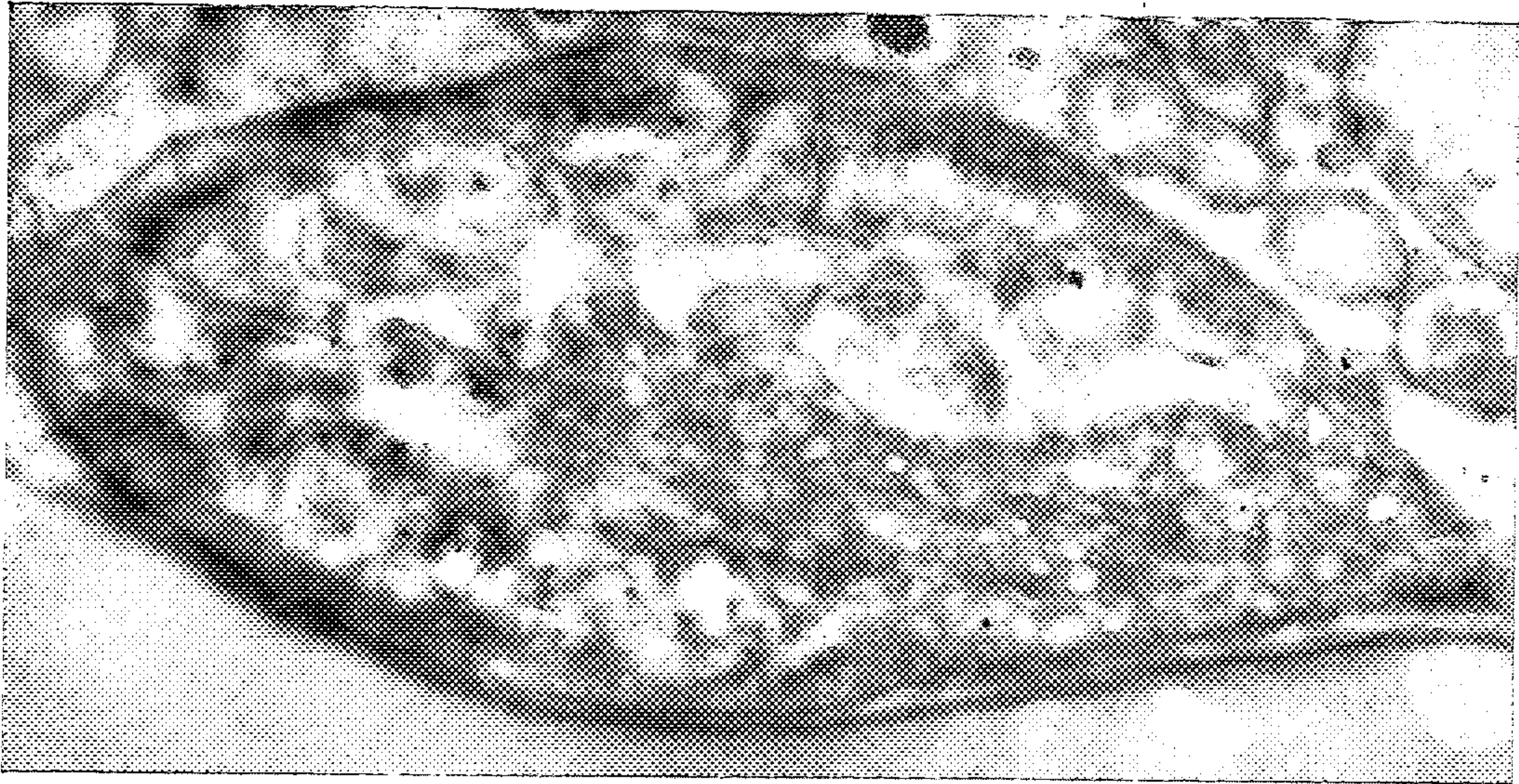
7



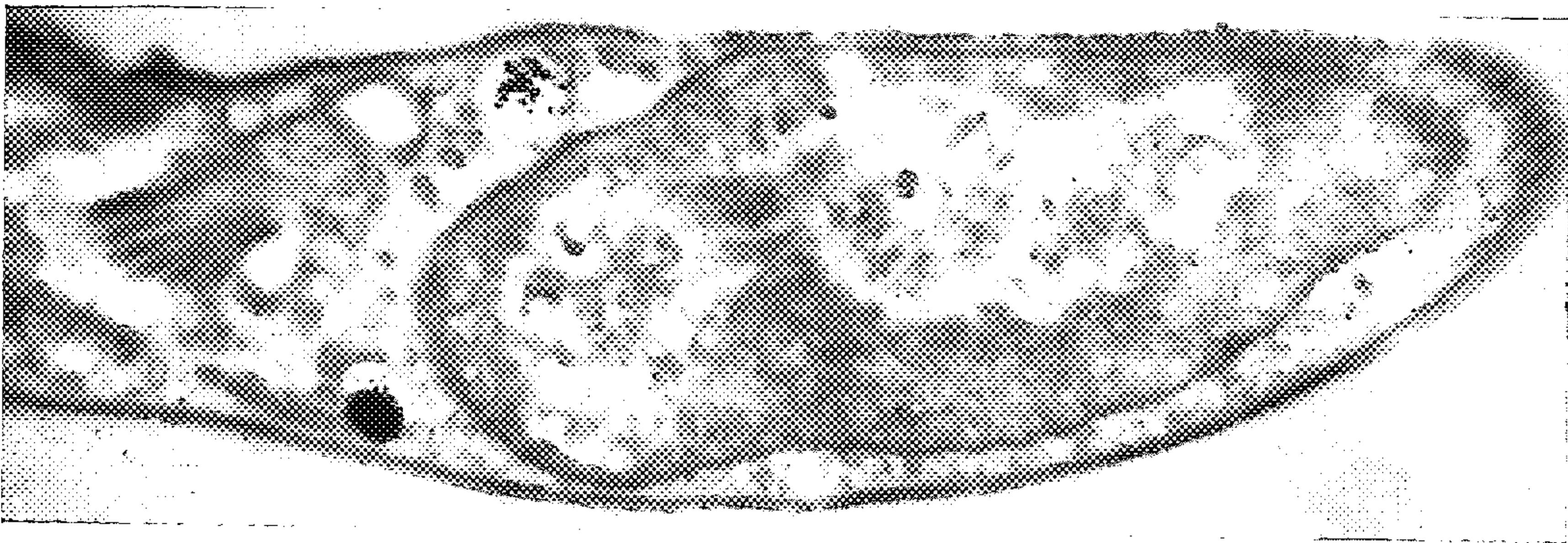
8

PLANCHE II.

9



10



11



PLANCHE II.

Coupes de cinétonucleus.

On remarque la différenciation dans la région périphérique et la région centrale.

Fig. 9 (G × 42 500).

Fig. 10. — On voit aussi les fibrilles cinétovacuolaires (G × 28 750).

Fig. 11. — Outre le cinétonucleus, on voit l'appareil de Golgi et les autres organites cellulaires (G × 24 000).

autour du « flagellar reservoir » dans les deux derniers Flagellés ne correspondent pas aux filaments trouvés dans notre matériel où ils sont plus épais.

Les flagelles pénètrent dans le corps du Flagellé au fond de la cinétovacuole. Les rubans flagellaires s'arrêtent un peu avant et n'entrent pas dans le crytoplasme. Ainsi nous pouvons voir des coupes transversales de flagelles avec ou sans rubans. L'origine de ces rubans reste donc problématique. La membrane flagellaire est une continuation de la membrane cinétovacuolaire qui est la même que la membrane pelliculaire externe. Les deux fibrilles centrales s'arrêtent au niveau de la membrane cinétovacuolaire tandis que les neuf paires de fibrilles périphériques continuent dans le cytoplasme pour constituer le grain basal ou cinétosome ou blépharoplaste. Nous n'avons pas observé le grain axial qui a été trouvé à la base des fibrilles centrales à l'extrémité distale des cinétosomes chez plusieurs Ciliés ([7]) et chez la Chrysomonadine *Chromulina psammobia* ([8]). Les grains basaux, constitués par neuf paires de fibrilles tubulaires, ont un diamètre d'environ 0,15 μ et une hauteur d'environ 0,3 μ. Les deux grains basaux peuvent être, soit parallèles l'un à l'autre, soit perpendiculaires ou disposés sous un angle variable, mais nous n'avons jamais trouvé aucun contact direct ou indirect (par l'intermédiaire des autres filaments) entre les deux cinétosomes. Gibbs et coll. ([9]) ont constaté que chez *Chlamydomonas mœwusii*, qui est aussi doté de deux flagelles, il y a une fusion entre les deux cinétosomes. Chez *Peranema trichophorum* Roth ([6]) a trouvé un groupe de filaments qui réunit les deux cinétosomes.

Le cinétonucleus ou cinétoplaste de *C. helicis* est un organite très remarquable. Il atteint une grandeur énorme, plus importante que le noyau même, et est Feulgen positif. Sur les micrographies électroniques, il se montre comme ayant une ultrastructure caractéristique (*fig.* 9-11). Une double membrane, bien osmiophile, l'entoure. La région périphérique est constituée d'un matériel très osmiophile et homogène, dans lequel sont inclus des tubules dont on peut voir des coupes sous des plans divers. Ces tubules ayant un diamètre entre 200 et 500 Å possèdent une mince paroi bien nette. La région centrale, plus claire, est en général occupée par une substance fibreuse mais on peut aussi voir des coupes des tubules qui sont moins épaisses que celles de la région périphérique. Les tubules périphériques, avec leur matrice osmiophile, peuvent se prolonger de temps en temps vers l'intérieur (*fig.* 9). Cette différenciation entre les deux régions concorde avec la découverte de Grassé ([2]) à savoir que la région centrale

du cinétonucleus peut souvent rester incolore avec le Feulgen. Une structure semblable a été décrite jusqu'à maintenant pour le cinétonucleus de *Stigomonas oncopelti* de la famille proche des *Trypanosomidæ* par Newton et Horne [10]. Mais ceux-ci décrivent la région périphérique comme ayant une ultrastructure semblable à celle de noyau (ce qui n'est pas le cas dans notre matériel), et la région centrale comme constituée de filaments et de granules. Ces auteurs constatent encore que ces filaments et granules proviennent des fibrilles cinétosomiennes. Mais nous n'avons trouvé aucun contact direct entre le cinétosome et le cinétonucleus, bien qu'ils puissent être très proches l'un de l'autre. Il faut signaler ici l'absence de contact entre les deux organites dans les autres Trypanosomid flagellés étudiés en microscopie électronique jusqu'à maintenant [4], [5].

Grassé [2] a décrit deux filaments chez *C. helicis* qui se détachent des cinétosomes, qu'il considère comme des racines flagellaires; leur existence n'a pas été confirmée par Kozloff [11]. Sur quelques coupes de *C. helicis* nous avons pu trouver deux groupes de fibrilles tubulaires. Bien que nous n'ayons pas pu montrer leur connection avec les cinétosomes, il n'y a aucun doute que ces groupes de fibrilles correspondent aux filaments décrits par Grassé. Chaque groupe est fait par un petit nombre de fibrilles, chacune d'environ 200 Å de diamètre. De pareilles fibrilles, en connection avec les cinétosomes des flagelles et des cils ont été décrites chez plusieurs Flagellés [*Euglena* et *Peranema* [6]] et Ciliés [*Ophryoscolecidæ* [12] et *Euplotes* [7]].

Kozloff [11], en employant la technique à l'albuminate d'argent de Bodian, a décrit chez *C. helicis* un organite assez singulier, en rapport avec l'appareil flagellaire, qu'il a nommé « aciculam ». Mais dans nos micrographies électroniques nous n'avons trouvé aucun organite pouvant correspondre à cet organite. Nous croyons que l'aciculam décrit par Kozloff est le même que l'appareil parabasal ou l'appareil de Golgi décrit 27 ans plus tôt par Duboscq et Grassé (1923). L'appareil parabasal chez diverses espèces de *Trichonympha* et autres Flagellés sont fortement colorables par les techniques d'imprégnation argentique. La structure fine de l'appareil parabasal de *C. helicis* est déjà décrite [1].

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) C. K. Pyne, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1410.
(2) P.-P. Grassé, 64e *Congr. Soc. Sav.*, Clermont-Ferrand, 1931, p. 549-551.
(3) O. Duboscq et P.-P. Grassé, *Arch. Zool. Exp. Gén.*, 73, 1933, p. 381-621.
(4) C. K. Pyne, *Exp. Cell Res.*, 14, 1958, p. 388-397; C. K. Pyne et J. Chakraborty, *J. Protozool.*, 5, 1958, p. 264-268.
(5) A. Anderson, L. H. Saxe et H. W. Beams, *J. Parasitol.*, 42, 1956, p. 11-16.
(6) L. E. Roth, *J. Ultrastructure Res.*, 1, 1958, p. 223-234.
(7) C. Noirot-Timothée, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2293-2295; J. T. Randall, *Nature*, 198, 1956, p. 9-14; L. E. Roth, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 985-1000.
(8) E. Fauré-Frémiet et Ch. Rouiller, *Exp. Cell Res.*, 14, 1958, p. 47-67.
(9) S. P. Gibbs, R. A. Lewin et D. E. Philpott, *Exp. Cell Res.*, 15, 1958, p. 619-622.
(10) R. W. Horne et B. A. Newton, *Exp. Cell Res.*, 15, 1958, p. 103-111.
(11) E. N. Kozloff, *J. Morph.*, 83, 1948, p. 253-279.
(12) C. Noirot-Timothée, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1286.

PHYSIOLOGIE. — *Mesure de l'activité journalière du Blaireau européen* Meles meles *L.* Note (*) de MM. René Canivenc, Jean Croizet, Paul Blanquet et Mme Maryse Bonnin-Laffargue, présentée par M. Robert Courrier.

La technique que nous proposons dans ce travail permet d'enregistrer l'activité quotidienne du Blaireau européen *Meles meles* L. en liberté. Elle montre que l'éclairement ne peut jouer un rôle essentiel dans le déclenchement de l'ovo-implantation.

La gestation du Blaireau européen *Meles meles* L. pose un certain nombre de problèmes, qui gravitent autour d'un fait d'observation signalé depuis plus d'un siècle et non encore élucidé : la nidation différée de l'œuf. Après la ponte ovulaire et la fécondation, le développement embryonnaire se poursuit jusqu'au stade blastocystaire, mais s'arrête à cette phase pendant un laps de temps fort long. L'ovoimplantation est de la sorte différée dans le temps et se produira seulement en décembre dans notre région. Les causes de cette ovoimplantation tardive qu'on retrouve dans de nombreuses espèces [*cf.* R. Courrier (1)] avec cependant des modalités variables, a suscité de nombreuses recherches, la plupart axées sur le rôle du corps jaune [A. Hansson (2)], R. K. Enders (3), M. Watzka (4)] ont signalé, dans les espèces qu'ils ont étudiées, une quiescence du corps jaune pendant la phase de vie libre de l'œuf. Chez le Blaireau nous avons signalé [R. Canivenc (5)] que le corps jaune pendant cette période est petit, mal vascularisé, et possède des cellules en activité sécrétoire réduite. R. K. Enders et O. P. Pearson (6) chez la Marte, A. Hansson (2) chez le Vison, ont montré qu'on pouvait hâter l'ovoimplantation, réduire le retard de nidation, en soumettant les animaux à un éclairement approprié.

Nous avons voulu chercher si l'éclairement, chez le Blaireau, pouvait être un agent de stimulation du corps jaune, comme il semble l'être dans les espèces précédemment décrites. Ceci implique la connaissance de l'activité journalière de l'animal, afin d'apprécier les modalités de l'éclairement solaire.

Cependant le Blaireau possède une écologie qui lui est propre; c'est un animal menant une vie souterraine, vivant en terrier, à plusieurs mètres sous terre et dont la captivité bloque les fonctions de reproduction. De la sorte, la réalisation de cette expérience présente deux nécessités impérieuses :

1° laisser l'animal en liberté;

2° éviter toute cause pouvant troubler le comportement.

Pour ces différentes raisons, les méthodes classiques de mesure de l'activité n'ont pu être appliquées, et il nous a fallu chercher une méthode sélective qui permette exclusivement d'enregistrer l'activité de la femelle et non celle d'un couple, à plus forte raison d'une population. Enfin, il

fallait pouvoir enregistrer automatiquement heure par heure cette activité et s'assurer à tout moment de la présence de l'animal dans son terrier sous plusieurs mètres de terre.

Voici comment sont réalisées ces différentes conditions.

La femelle choisie pour l'expérience reçoit sous la peau du dos immédiatement au-dessous du *facia superficialis*, un minuscule émetteur radio à transistor, alimenté par une pile de 1,5 V. L'ensemble est inclus dans une matière plastique biologiquement neutre. Cet émetteur envoie verticalement des signaux ayant une fréquence de 530 kc. La cicatrisation terminée l'animal est transporté fort loin de son terrier d'origine et relâché dans un terrier naturel où l'on a simplement disposé des antennes réceptrices en

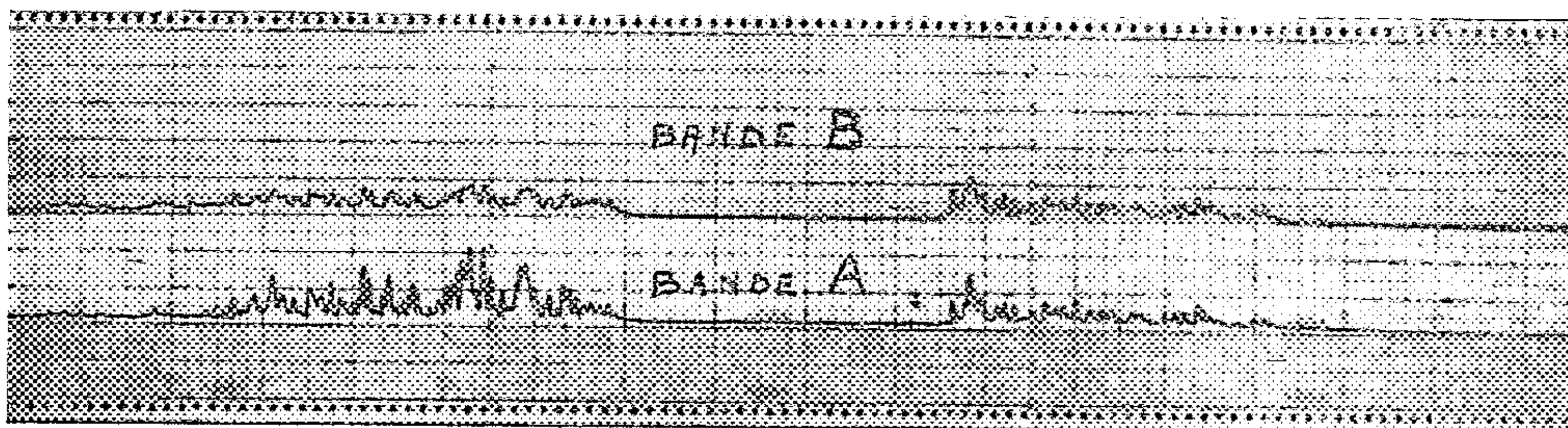


Fig. 1. — Bandes d'enregistrement
de l'activité quotidienne du Blaireau européen *Meles meles* L.

différents points. Le plan général du terrier a été relevé un an auparavant par sa mise à ciel ouvert et des antennes placées à proximité des différentes bouches et des deux chambres de nidification. Ces antennes dissimulées dans la terre, reçoivent les signaux émis, les discriminent selon un montage classique et les inscrivent sur les deux enregistreurs à bande horaire se déplaçant à 30 mm/h. Dans la première nuit qui suivit sa mise en liberté dans un terrier et un biotope étrangers, l'animal a manifesté une activité lente, hésitante d'abord mais qui s'est affirmée au fur et à mesure dans les jours suivants. Les photographies des bandes d'enregistrement que nous reproduisons (*fig.* 1) permettent d'apprécier la régularité du rythme de l'activité quotidienne de l'animal. Chacun des traits de la bande A correspond à un passage sous l'antenne des bouches du terrier. Ce mouvement commence toujours la nuit venue et s'achève avant le lever du jour. Cette activité est donc essentiellement nocturne; tous les jours entre 1 et 5 h, l'animal reste dehors sans pénétrer dans son terrier, comme on peut le voir sur la bande A.

La bande B enregistre la présence de l'animal dans les chambres de nidification. Sur l'enregistrement, on peut voir que l'animal occupe les chambres de nidification mais seulement pendant la période nocturne. Il ne les occupe pas la journée; il demeure alors tapi dans une galerie du terrier.

En étudiant les deux bandes A et B, on peut constater que l'animal effectue durant sa phase d'activité nocturne de nombreux trajets de va-et-vient, de l'intérieur vers l'extérieur. La motivation de cette activité peut être, à notre avis, soit l'agrandissement et la préparation de la chambre de nidification, soit l'introduction dans cette chambre de pelotes de végétaux comme on l'observe couramment dans la majorité des terriers à cette époque.

Enfin, on peut s'assurer que l'animal ne sort qu'exceptionnellement de son terrier pendant la phase diurne du cycle journalier.

Cette expérience montre que rien ne permet d'affirmer que pendant la période d'ovoimplantation, en décembre, l'animal est soumis à un éclairement important. Si la photopériodicité intervient dans les phénomènes de reproduction chez le Blaireau, cela serait plutôt par un allongement de la phase nocturne. Cette méthode a également attiré notre attention sur le comportement d'amassement de végétaux à l'intérieur du terrier, dont il reste à trouver la signification et l'importance des facteurs internes et externes qui interviennent dans son accomplissement.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) *Endocrinologie de la Gestation*, Masson, Paris, 1945.

(2) *The physiology of reproduction in Mink* (Mustela, *vison, Schreb.*) *with special reference to delayed implantation*, Alb. Bonniers, Stockholm, 1947.

(3) *Gestation, Transactions of the second conference*, Joshiah Macy Jr. Foundation, 1955, p. 113.

(4) *Z. mikr. anat. Forsch.*, 48, 1940, p. 359.

(5) *Annales d'Endocrinologie*, 18, 1957, p. 716.

(6) *Amer. Fur. Breeder*, 15, 1943, p. 18.

(*Laboratoires d'Histologie et de Physique de la Faculté de Médecine, Bordeaux.*)

PHYSIOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *A propos du mécanisme physio-pathologique de production de l'hydramnios.* Note (*) de MM. **Maurice Grynfogel** et **Albert A. Plentl**, présentée par M. Albert Policard.

L'hydramnios n'est pas dû à un taux d'échange plus rapide entre les trois compartiments liquidiens de l'organisme gravide, mais à une altération de la circulation fœto-placentaire qui modifie le sens des échanges excluant, en particulier, la voie de circulation par le fœtus, d'où une accumulation liquidienne.

L'application des bases théoriques du calcul des taux de transfert se produisant dans des modèles hydrodynamiques à compartiments multiples aux échanges d'eau survenant dans l'organisme gravide animal et humain a permis de définir une véritable circulation du liquide amniotique (1).

La notion d'une dynamique liquidienne dans ces échanges doit faire reconsidérer les circonstances de production de l'hydramnios. Deux problèmes se posent en effet :

1. Les transferts sont-ils modifiés ?

2. S'ils le sont, où se fait la perturbation ?

Deux séries d'expériences ont permis une approche de cet ordre.

1. *Transfert comparé de l'eau et des électrolytes du liquide amniotique à l'organisme maternel dans la grossesse normale et la grossesse s'accompagnant d'hydramnios.* — On a déterminé par injection d'oxyde de deutérium (40 à 50 ml de D 20), de sodium 22 et de potassium 42 (3 à 4 μC) dans le liquide amniotique de douze grossesses normales à terme et de huit grossesses hydramniotiques les taux de transfert de l'eau et des électrolytes entre compartiment amniotique et compartiment maternel.

Dans la grossesse normale (volume amniotique déterminé par la méthode au rouge Congo allant de 500 à 1500 ml) les taux de transfert moyen sont :

25,8 moles d'eau par heure;

15 méquiv de sodium par heure;

0,5 méquiv de potassium par heure.

Dans la grossesse hydramniotique (volume supérieur à 2 000 ml) les taux de transfert moyen sont :

27,3 moles d'eau par heure;

15 méquiv de sodium par heure;

0,5 méquiv de potassium par heure.

La déviation standard pour les deux séries étant de 8 moles d'eau par heure, la différence observée n'a pas de valeur statistique significative.

La première conclusion qu'on peut tirer est donc que la quantité d'eau entrant et quittant le liquide amniotique est constante et indépendante du volume du liquide amniotique. Donc, la constitution de l'hydramnios

n'est pas due à un taux d'échange plus rapide ou à une altération grossière du mécanisme de retrait de l'eau.

Il faut alors envisager un mécanisme plus sensible.

On a pu déterminer l'augmentation quotidienne du liquide amniotique chez une femme enceinte présentant un hydramnios chronique sévère. Cette augmentation était de 150 ml par jour, ce qui représente un gain net de 4 ml/h, soit un peu moins de 1 % du taux de transfert par heure, chiffre se situant en dessous des limites d'erreur expérimentale ([2]). Ceci suppose donc une perturbation légère du mécanisme d'échange. Nous arrivons ainsi aux éléments de réponse au deuxième problème.

TABLEAU I.

Tableau comparatif des six taux d'échange d'eau entre les trois compartiments liquidiens d'une femme enceinte normale et d'une grossesse compliquée d'hydramnios.

	Grossesse à terme (ml/h).	Hydramnios (ml/h).
Fœtus → Mère	3 682	423
Mère → Fœtus	3 657	881
L. A. → Fœtus	149	563
Fœtus → L. A.	165	99
L. A. → Mère	247	527
Mère → L. A.	265	63

2. *Lieu de l'altération des échanges.* — Il faut ici étudier les six taux d'échange survenant entre les trois compartiments liquidiens de l'organisme gravide : amniotique, maternel et fœtal.

Deux conditions indispensables doivent être réalisées ([3]) :

1° L'existence d'un état stable pendant la période d'observation expérimentale où les entrées égalent les sorties;

2° L'accès aux trois compartiments : une méthode indirecte permet de reconstruire la courbe d'activité spécifique en fonction du temps, par injection différemment minutée de deux traceurs isotopiques (oxyde de deutérium et de tritium) dans le liquide amniotique ([4]). Les deux points intermédiaires au zéro et à l'infini théorique ainsi obtenus par analyse de sang du cordon au moment d'une césarienne prévue à l'avance, a permis dans deux cas d'hydramnios, de calculer les six taux de transfert et la participation fœtale.

La comparaison des taux (tableau I) de transfert entre grossesse normale et grossesse hydramniotique montre une différence caractéristique dans le sens de la circulation amniotique.

Dans la grossesse normale, 40 % des échanges d'eau entre liquide amniotique et compartiment maternel passent par l'intermédiaire du fœtus ([4]).

Dans l'hydramnios, cette voie d'échange est nettement diminuée; le fœtus est véritablement court-circuité.

Si la quantité d'eau quittant le liquide amniotique est sensiblement la même, par contre les taux d'échange individuels et le sens de ces échanges sont modifiés. Les échanges entre liquide amniotique et compartiment maternel sont d'un dixième moindres que dans la grossesse normale.

Il y a donc une modification certaine des échanges fœtus-mère.

Le transfert direct de l'eau du liquide amniotique à la mère est proportionnellement augmenté du fait de la dérivation du circuit hors du compartiment fœtal.

La diminution des échanges mère-fœtus et la preuve apportée précédemment ([4]) que la majeure partie de l'eau circulant du liquide amniotique à la mère passe par le cordon ombilical, montre que la modification fonctionnelle génératrice d'hydramnios se place au niveau de la circulation fœto-placentaire.

Le sens des échanges est modifié, le fœtus n'y joue plus son rôle et la perturbation ainsi créée entraîne l'accumulation du liquide amniotique.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) A. A. PLENTL et M. J. GRAY, *Surg. Clin. North America*, avril 1957, p. 405.

(2) D. L. HUTCHINSON, C. B. HUNTER, E. D. NESLEN et A. A. PLENTL, *Surg. Gyn. Obst.*, 100, 1955, p. 391.

(3) E. A. FRIEDMAN, M. J. GRAY, D. L. HUTCHINSON et A. A. PLENTL, *J. Clin. Inv.*, 38, 1959, p. 961.

(4) D. L. HUTCHINSON, M. J. GRAY, A. A. PLENTL, H. ALVAREZ, R. CALDEYRO-BARCIA, B. KAPLAN et J. LIND, *J. Clin. Inv.*, 38, 1959, p. 971.

(Départment d'Obstetrique et de Gynécologie, Columbia University, New-York.)

NUTRITION. — *Relations nutritionnelles entre la gestation et la lactation.* Note (*) de MM. **Emmanuel Salmon-Legagneur**, **Julien Perisse** et **Raymond Jacquot**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez la Ratte, la production de lait dépend beaucoup plus du niveau nutritionnel de lactation que de celui de gestation. Toutefois les réserves corporelles édifiées pendant la gestation peuvent être utilisées par la laitière soumise aux restrictions alimentaires. Dans tous les cas, la lactation accentue la chute des lipides corporels induite par la gestation.

Cette expérience, qui a porté sur 72 rattes Wistar primipares d'un poids moyen de 200 g, utilise un régime parfaitement équilibré offert soit *ad libitum* (haut niveau : H), soit en quantité restreinte de 60 % (bas niveau : B). Au cours d'une prépériode de 28 jours, tous les animaux sont largement alimentés. Puis après fécondation, les rattes sont réparties en quatre lots de niveaux nutritionnels différents : HH (haut pendant la gestation et la lactation), HB (haut pendant la gestation, bas pendant la lactation), BH (bas pendant la gestation, haut pendant la lactation), BB (bas pendant la gestation et la lactation). En outre, deux lots témoins H et B servent de référence pour le comportement sans accouplement. Les estimations concernent les variations pondérales des mères, le poids des portées à la naissance, la production laitière appréciée à partir de la croissance des portées [index de Cowie ([2])] et la composition corporelle en fin de gestation et de lactation.

Les principaux résultats sont résumés dans les tableaux I et II et prêtent aux commentaires suivants :

Gestation. — La ratte largement alimentée tire un bénéfice propre de la gestation qui se traduit par un gain de poids après la mise-bas ([4]).

TABLEAU I. — *Gestation.*

Régime.	Variation de poids vif pour 100 du poids à l'accouplement.		Variation de la composition des gestantes pour 100 des témoins de même poids.			Portées à la mise bas	
	Témoins (%).	Gestantes (*) (%).	Eau (%).	Protides (%).	Lipides (%).	Nombre total de petits.	Poids moy. des petits (g).
H	+18	+27,2	+1,7	+5,9	−5,1	9,9	5,4
B........	− 7	− 8,8	+3,2	−0,7	−8,7	9,1	4,6

(*) à l'exclusion du contenu total de l'utérus (fœtus et annexes).

La restriction alimentaire, par contre, ne permet pas à la mère de réaliser un gain pondéral propre. Mais cette dernière assure le développement normal de sa portée sans perdre davantage de poids après mise-bas que les témoins placés au même régime. Il est remarquable que le nombre et la viabilité des petits ne soient pas affectés par de telles

conditions défavorables qui n'ont pour effet qu'une légère diminution du poids de ces derniers.

La gestation influence la composition corporelle en diminuant la quantité de lipides corporels des gestantes par rapport à celles de témoins de même poids (de 5 à 9 % suivant le régime).

TABLEAU II. — *Lactation.*

Régime.	Production laitière (indice de Cowie).	Poids des mères en fin de lactation en pour 100 du poids à la mise-bas.	Variations corporelles en fin de lactation en pour 100 des valeurs à l'accouplement.			
			Poids vif.	Eau.	Protides.	Lipides.
HH......	12,6	− 5,8	+19,8	+29,1	+18,3	− 3,1
HB......	6,6	−21,4	0	+ 8,4	+ 6,2	−30,1
BH......	13,9	+ 6,4	− 2,9	+11,6	+ 3,4	−49,4
BB......	3,6	−25,2	−32,4	−18,5	−22,9	−82,7

Lactation. — Un niveau nutritionnel élevé favorise la production de lait et protège la mère contre la perte de poids (lot HH). Par contre, les effets de la restriction alimentaire diffèrent profondément suivant le moment auquel elle est imposée. Les performances les plus remarquables sont obtenues quand un régime haut de lactation succède à un régime bas de gestation : dans le lot BH, la production de lait est plus importante que dans le lot HH; les rattes du premier lot gagnent du poids pendant la lactation, celles du second en perdent. A l'inverse, une restriction imposée après la mise-bas et succédant à un niveau élevé durant la gestation (lot HB) est beaucoup moins favorable à la production de lait. Néanmoins, ce type d'alimentation donne de meilleurs résultats que lorsque la restriction est imposée dès l'accouplement (lot BB).

Ceci souligne l'importance de la chronologie des restrictions alimentaires : au moment du sevrage les rattes des lots BH et HB ont consommé la même quantité de nourriture et pèsent le même poids, mais les premières ont donné deux fois plus de lait que les secondes. Ce comportement met en jeu le phénomène d'ajustement à des niveaux alimentaires variables, qui se manifeste chaque fois qu'on passe de la restriction à la suralimentation ou inversement ([5]). Les exigences considérables de la lactation en exagèrent encore l'importance.

L'utilisation des réserves édifiées par la gestante dépend des conditions alimentaires ultérieures. Si le niveau nutritionnel de lactation est élevé, les bénéfices réalisés pendant la gestation n'améliorent pas la production laitière (lot HH). Au contraire, s'il est très bas, l'utilisation des réserves se manifeste de façon sensible par l'augmentation de la quantité de lait produit (lot HB).

La lactation accentue les modifications de composition corporelle induites par la gestation ([1]). Elle provoque une diminution parfois consi-

dérable du compartiment lipidique ([3]) et cela, même chez des animaux ayant gagné du poids pendant la lactation (lot BH) ou pendant l'ensemble des périodes gestation-lactation (lot HH). Chez les rattes maintenues en restriction continue (lot BB), la délipidation observée au moment du sevrage correspond au taux physiologique minimal des lipides corporels.

En bref, s'il est juste de penser que les réserves corporelles construites pendant la gestation sont utilisées par la laitière placée en restriction alimentaire, c'est essentiellement le niveau nutritionnel auquel est soumise cette dernière qui motive les performances de lactation : il suffit de fournir une ration adéquate dès la mise-bas pour atteindre et même dépasser les productions des sujets bien nourris depuis l'accouplement.

(*) Séance du 29 février 1960.

([1]) G. Bourdel et R. Jacquot, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2405.
([2]) A. F. Cowie et S. J. Folley, *J. Endocrin.*, 5, 1947, p. 9.
([3]) M. Reiss, *Endocrinology*, 40, 1947, p. 294.
([4]) P. Rombauts, G. Bourdel et R. Jacquot, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1956, p. 173.
([5]) J. F. Sykes, T. W. Wrenn et S. R. Hall, *J. Nutri.*, 35, 1948, p. 467.

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur la régénération des membres chez un Batracien Anoure*, Alytes obstetricans. Note (*) de M. **Maurice Lecamp**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La régénération des membres, chez l'Alyte, en période de métamorphose, est mieux réalisée si, l'amputation étant pratiquée au niveau d'une articulation, le squelette n'est pas lésé. Les déficiences morphologiques des régénérats tiennent à l'ordre perturbé des processus de différenciation.

Chez le têtard d'Alyte, *Alytes obstetricans*, à l'approche de la métamorphose, la simple amputation d'un des membres postérieurs au niveau de la jambe ou de la cuisse n'est pas suivie de la formation d'un blastème de régénération initiateur d'une structure équivalente typiquement à celle perdue. Entre autres faits qu'on observe au cours du processus l'extrémité du squelette retient l'attention. Dans les stades initiaux d'une régénération normale, comme chez l'Urodèle, en continuité de l'extrémité du squelette sectionné, dans son prolongement, des cellules d'aspect mésenchymateux s'ordonnent en une ébauche qui, dans la suite du processus, formera la partie manquante du squelette; il y a préfiguration de la structure qui sera régénérée, ultérieurement la différenciation histogénétique marquera les caractères définitifs du régénérat. Chez l'Alyte la phase de mise en place de cette ébauche ne se réalise pas. Il y a bien un apport relativement important d'éléments cellulaires à l'extrémité du moignon de membre, mais ceux-ci se localisent contre le squelette, l'entourent, le réparent en comblant les lacunes produites par le traumatisme. A son contact, ces cellules forment du cartilage et l'extrémité est modelée en une forme qui rappelle l'aspect d'un condyle. Il y a eu différenciation histogénétique avant le stade de mise en place de l'ébauche.

Si le squelette n'est pas lésé et donc ne nécessite pas d'être réparé, les éléments cellulaires qui ne sont pas utilisés à cette fin peuvent-ils participer à l'édification d'un régénérat ?

Pour répondre à cette question, chez 24 têtards d'Alyte, en période de métamorphose, le membre postérieur droit est désarticulé au niveau de l'articulation tibio-fémorale en ayant soin de ne pas léser le squelette, seuls les tissus mous sont sectionnés; le membre gauche, témoin, est amputé au même niveau mais le squelette est sectionné à l'extrémité du fémur.

Vingt-deux animaux opérés et utilisables montrent une tendance marquée, du côté désarticulé, à produire une régénération alors que du côté témoin elle ne se réalise pas ou est plus réduite. Dans leur ensemble, ces régénérats restent limités en importance, les structures distales manquent, ils représentent un doigt plus ou moins allongé de structure cartilagineuse sans différenciation segmentaire. Toutefois dans quatre cas

l'articulation du genou est en partie réalisée, ce qui indique un début de différenciation.

Les résultats de cette expérience répondent dans un sens favorable, mais seulement en partie, à la question posée. Si le matériel cellulaire libéré à la suite du traumatisme et qui n'est plus impliqué dans la réparation du squelette, constitue bien un apport supplémentaire pour la formation d'une nouvelle structure, il n'en reste pas moins que celle-ci reste atypique et de grandeur réduite.

L'importance de la masse du blastème a été invoquée, chez les Urodèles, pour justifier la réalisation plus ou moins parfaite des régénérations. Même si ce concept peut s'appliquer ici pour expliquer, en partie, les déficiences morphologiques observées — peut-être encore par insuffisance de matériel cellulaire — nous pensons que les facteurs principalement responsables sont tout autres. En particulier, le processus des différenciations morphogénétique et histogénétique, qui dans la régénération normale, se manifestent dans un ordre déterminé, ici, est perturbé. L'ébauche de la forme ne se réalise pas ou insuffisamment avant que les cellules de nature conjonctives accumulées, *in situ*, se différencient en tissu squelettogène. Ce procès de différenciation s'apparente, par certains aspects, à une métaplasie. On observe, du reste, des actions analogues dans les formations de pseudoblastèmes de régénération après excitation, d'ordre chimique, des extrémités de moignons de membres, chez le même Alyte, à l'état adulte.

(*) Séance du 29 février 1960.

BIOCHIMIE. — *Présence, dans le lait de vache cru, d'un facteur susceptible d'assurer un transfert calcique au niveau de lésions ostéofibreuses dans le cas particulier de l'otospongiose.* Note (*) de M. **Jean-Robert Mercier**, présentée par M. Léon Binet.

L'auteur met en évidence dans le lait de vache cru un facteur susceptible d'assurer un transfert calcique au niveau des lésions ostéofibreuses de l'otospongiose. Il s'agit d'un facteur jusqu'ici non signalé. Un procédé de localisation du produit actif dans le lait est proposé et mis à l'étude.

1. La compréhension de l'otospongiose a fait récemment d'importants progrès. Un édifice étiopathogénique rigide s'effondre pour ne laisser subsister que quelques faits précis. Nous pouvons dès maintenant reconsidérer l'intérêt d'une observation fortuite, déjà ancienne, et d'une expérimentation clinique à peine plus récente, toutes deux non publiées.

L'observation fortuite date de la période des carences alimentaires (1943). Elle concerne une malade atteinte d'otospongiose typique, ayant présenté une amélioration spectaculaire au cours d'un séjour à la campagne où elle avait absorbé une quantité importante de lait de vache cru, non manipulé, non bouilli (1 l et demi par jour pendant 15 jours). Cette amélioration, lentement régressive après le retour à Paris, s'est réaffirmée lors d'une nouvelle cure de lait cru absorbé dans les mêmes conditions. Des essais de traitement sur d'autres otospongieuses par lait de crèmerie, même non bouilli, sont restés infructueux comme si le transport ou la pasteurisation avait fait perdre au lait son pouvoir anti-otospongieux. A moins que notre malade ainsi guérie n'ait présenté un cas très particulier d'otospongiose carentielle.

L'expérimentation clinique fut faite dans le but de trancher ce dilemme. Nous avons pu hospitaliser pendant un mois, à proximité immédiate de la ferme modèle de Suresnes, deux séries de dix otospongieuses, en leur faisant absorber journellement, comme un médicament, 1 l et demi de lait cru, bactériologiquement contrôlé, recueilli aussitôt après la traite et transporté sur moins de 1 km. Une amélioration importante, socialement perçue et audiométriquement contrôlée, se manifesta dans 15 cas à partir du 15e jour de traitement; ce qui valut à ce curieux mais efficace traitement collectif l'accord de la Sécurité Sociale. Le résultat était conluant mais il s'avérait hasardeux de mettre en chantier sous l'angle biochimique un problème qui apparaissait à l'époque aussi fortement paradoxal que faiblement actuel.

2. Il n'en va plus de même actuellement. L'étiopathogénie de l'otospongiose est d'actualité. On met en doute les dogmes de son apparition à la puberté, de son aggravation par les grossesses, du rôle joué par certains

facteurs endocriniens, infectieux ou climatiques. On ne garde pour certaine que la notion de son apparition *toujours retardée*, non seulement quant à sa manifestation clinique, mais aussi quant à l'apparition de ses premières lésions histologiques. Elle ne se voit jamais à la naissance, reste exceptionnelle avant 5 ans et devient de plus en plus fréquente jusqu'à l'adolescence [Guild ([1])]. Ce n'est pas avec la puberté mais avec la fin de la croissance osseuse que coïncide son maximum de fréquence [Cawthorne ([2])]. Plus que les grossesses. ce sont les grossesses suivies d'allaitement qui en précipitent l'évolution. Son caractère familial est incontestable, bien que génétiquement difficile à préciser. Enfin, des travaux en cours sur pièces décalcifiées par chélation [Chevance ([3])] ont précisé l'existence au niveau des foyers otospongieux d'une part de dépôts calciques faits d'un calcium anormal, d'autre part d'importantes modifications de la trame protéique, l'ensemble apparaissant comme caractéristique de cette curieuse maladie.

3. Il nous a semblé possible dans ces conditions, d'avancer les hypothèses de travail suivantes :

a. L'otospongiose serait une maladie métabolique liée à l'épuisement d'un stock enzymatique existant à la naissance et indispensable au métabolisme très particulier de la capsule labyrinthique. En effet, la capsule labyrinthique et la couche vestibulaire de la platine sont le seul os de l'organisme maintenu figé à l'état embryonnaire d'ossification enchondrale partielle, ce caractère persistant normalement pendant toute la vie. L'apparition de foyers otospongieux à son niveau exprimerait la mise en mouvement du processus d'ossification banal jusque-là inhibé ou dévié. Les éléments sensoriels de l'organe de Corti réagiraient pour leur propre compte à des modifications métaboliques connexes.

b. L'action du lait cru dans cette maladie métabolique serait *substitutive* et se ferait par apport de l'enzyme manquante en quantité suffisante pour faire réapparaître au niveau de la capsule labyrinthique les conditions de son métabolisme spécifique.

c. Cette enzyme n'a jamais été isolée dans le lait cru, où elle existe pourtant, alors qu'elle disparaît rapidement du lait manipulé et chauffé. Son action présumée l'apparente aux transférases. Elle semble assez proche des deux phosphatases déjà identifiées dans le lait de vache cru, en faible concentration dans le lait total, absentes du lait écrémé, présentes en grande quantité dans le « buttermilk » ou portion aqueuse du beurre. Leurs pH optimaux sont à 4,2 et à 7,7. La première résiste à 50 mn à 73°, la seconde est détruite par 20 mn à 63° [Mc Meekin ([4])]. Elle en diffère pourtant par une plus grande thermolabilité.

4. Nous avons choisi et mis au point le procédé d'extraction suivant à partir du lait cru :

Sans entrer dans le détail de développements théoriques qui ne sauraient trouver place dans cette courte Note, bornons-nous à dire qu'il tient compte

des caractères supposés et des parentés probables du facteur à extraire et qu'il respecte les conditions de température, de densité, de pH et de tension superficielle compatibles avec la conservation des enzymes.

— Sucrage du lait à raison de 300 g/l pour amener sa densité à 1,1;

— Centrifugation à froid pendant 30 mn;

— Prélèvement à la pipette du surnageant huileux (fraction 1);

— Coagulation à pH 4,6 de la caséine contenue dans la phase inférieure (fraction 2);

— Séparation du précipité par centrifugation (fraction 3).

5. Une étude clinique en cours sur l'ensemble des otospongieuses d'une grande administration nous a permis de comparer les actions respectives de ces trois fractions. Après avoir, ainsi, situé ce facteur anti-otospongieux, nous espérons obtenir, par purifications successives, des précisions sur sa nature.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) GUILD, *Arch. oto-laryng.*, 52, 1950, p. 848 à 852.

(2) CAWTHORNE, *J. Laryng.*, 69, 1955, p. 437 à 456.

(3) CHEVANCE, *Ann. oto-laryng.*, 76, nos 10-11, 1959, p. 971.

(4) TH. MAC MEEKIN, *The Proteins, Chemistry, Biological activity and Methods*, Acad. Press, New York, 2, 1954, Partie A, p. 389 à 433; TH. MAC MEEKIN et B. D. POLIS, *Advances in Protein Chemistry*, Acad. Press, New York, 5, 1949, p. 201 à 225.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Corticostéroides urinaires. Métabolites tétrahydrogénés du cortisol et de la corticostérone. Isolement et identification. Étude du mode de conjugaison.* Note de M. **Jorge R. Pasqualini**, présentée par M. Robert Courrier.

La répartition des métabolites urinaires du cortisol et de la corticostérone dans les fractions libres, glucuro- et sulfoconjuguées a été étudiée après administration d'hormone corticotrope. Les métabolites 5α et 5β-tétrahydrogénés (5α-H_4F, 5β-H_4F, 5β-H_4E, 5β-H_4S, 5α-H_4B, 5β-H_4B et 5βH_4A) ont été identifiés par chromatographie.

Mode opératoire. — Dans deux Notes précédentes, nous avons étudié la conjugaison des hormones corticostéroïdes : corticostérone (B) 11-déhydrocorticostérone (A), cortisone (E), et cortisol (F) (1), et celle de l'aldostérone (2).

Nous avons poursuivi ce travail en étudiant la conjugaison des métabolites tétrahydrogénés du cortisol et de la corticostérone. Les fractions sulfo- et glucuroconjuguées ont été soumises à des hydrolyses enzymatiques spécifiques et les corticostéroïdes libérés ont été séparés par chromatographie sur papier selon le schéma suivant :

Dans le système chloroforme/formamide nous avons séparé les corticostéroides en trois fractions : I, fraction très polaire; II, fraction de polarité moyenne et III, fraction peu polaire.

La fraction plus polaire a été chomatographiée successivement dans les systèmes chloroforme/formamide; benzène/méthanol-eau (2/1-1) et toluène/propylène-glycol, et nous avons ainsi identifié les : 5α-tétrahydrocortisol (5α-H_4F), 5β-tétrahydrocortisol (5β-H_4F) et 5β-tétrahydrocortisone (5β-H_4E).

La fraction de polarité moyenne contient un stéroïde, dont nous étudions actuellement la structure et qui, après oxydation par le bismuthate donne un stéroïde semblable à celui qui est obtenu par oxydation de l'aldostérone. Nous poursuivons en ce moment cette étude.

La fraction peu polaire a été chromatographiée successivement dans les systèmes benzène-hexane (1-1)/propylène-glycol; isooctane/butanol tertiaire-eau; benzène/formamide et toluène/propylène-glycol, et nous avons aïnsi édentifié les : 5β-tétrahydrocorticostérone (5β-H_4B), 5α-tétrahydrocorticostérone (5α-H_4B), 5β-tétrahydro-11-déhydrocorticostérone (5β-H_4A), et 5β-tétrahydro-17-hydroxy-11-désoxycorticostérone (5β-H_4S).

Ces stéroïdes ont été acétylés et les acétates correspondants ont été chromatographiés dans les systèmes ligroïne/propylène glycol; méthylcyclo-hexane/propylène-glycol et cyclohexane-benzène/formamide.

Les stéroïdes ont été détectés sur les chromatogrammes par les réactions au bleu de tétrazolium, la fluorescence à la soude et à l'acide phosphorique et l'absorption dans l'ultraviolet.

Après élution et purification des différents stéroïdes, les spectres à l'acide sulfurique et à l'acide phosphorique ont été réalisés.

TABLEAU I.

Hormones corticosurrénaliennes urinaires (d'après 80 U. I. d'ACTH-retard).

	Fraction I libres (μg ‰).	Fraction II sulfoconjugués (μg ‰).	Fraction III glucuronides (μg ‰).
F	300	200	260
E	Traces	20	60
B	Traces	240	0
A	Traces	70	0
TOTAL (μg ‰)	300	530	320
TOTAL GÉNÉRAL (I + II + III) (%)	26	46	28

Nous avons oxydé par le bismuthate de sodium les métabolites 5α-H_4F, 5β-H_4F, 5β-H_4E et 5β-H_4S, et nous avons identifié respectivement dans les produits d'oxydation : la 11-hydroxyandrostérone, la 11-hydroxyétiocholanolone, la 11-cétoétiocholanolone et l'étiocholanolone dans les systèmes hexane-benzène propylène glycol pour les trois premiers et dans le système ligroïne/propylène-glycol pour le dernier.

TABLEAU II.

Métabolites tétrahydrogénés des hormones corticosurrénaliennes urinaires.

	Fraction I libres (μg ‰).	Fraction II sulfoconjugués (μg ‰).	Fraction III glucuronides (μg ‰).
5β-H_4F	300	125	7 500
5α-H_4F	0	0	300
5β-H_4E	55	0	1 300
5β-H_4S	Traces	Traces	450
5β-H_4B	100	100	800
5α-H_4B	0	0	3 000
5β-H_4A	Traces	260	450
TOTAL (μg ‰)	455	485	13 800
TOTAL GÉNÉRAL (I + II + III) (%)	3	3,5	93,5

Par oxydation chromique du diacétate de 5β-H_4B et de 5α-H_4B, nous avons obtenu, conformément à la théorie, les diacétates de 5β-H_4A et de 5α-H_4B respectivement.

L'association de toutes ces techniques nous a permis l'identification des différents métabolites du cortisol et de la corticostérone.

L'étude quantitative a été réalisée sur les stéroides élués du chromatogramme par les réactions au bleu de tétrazolium, à la phénylhydrazine selon Porter et Silber, et par le microdosage du formol après oxydation par le périodate.

Le tableau ci-dessus montre la distribution quantitative des corticostéroïdes actifs (3) et de leurs métabolites tétrahydrogénés.

(1) J. R. Pasqualini, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2945.
(2) J. R. Pasqualini, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1061.
(3) Le tableau I est tiré de l'article précédemment publié (1).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Propriétés immunologiques de la glucose-6-phosphate déshydrogénase et de la 6-phosphogluconate déshydrogénase extraites de* Bacillus subtilis. Note de Mme **Monique Marquet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

La G-6-PD et la 6-PGD de *Bacillus subtilis* injectées à des lapins produisent des anticorps spécifiques qui peuvent être mis en évidence par leur action antienzyme. Cette activité antienzyme ne représente pas la totalité de la réaction antigène-anticorps comme le montre le relargage du complexe anti-G-6PD-G-6-PD. Les essais de réactions croisées ne révèlent pas de parenté antigénique entre les enzymes.

Nous étudions les propriétés immunogéniques des glucose-6-phosphate déshydrogénase (G-6-PD) et 6-phosphogluconate déshydrogénase (6-PGD) extraites de *Bacillus subtilis* en les injectant à des lapins. La recherche des anticorps formés peut être faite suivant trois méthodes : réaction de précipitation avec l'antigène, inhibition de l'activité enzymatique, formation d'un complexe soluble antigène-anticorps isolé par relargage.

Pour la préparation des sérums immuns nous utilisons quatre extraits :

L'extrait I. — C'est un extrait frais obtenu à partir d'une suspension de microbes, récoltés en phase exponentielle, soumis à un broyage sonique et centrifugés au froid 30 mn à 17000 g. Les activités G-6-PD et 6-PGD sont sensiblement égales. Chaque injection correspond à 11 mg de protéines et 0,1 unité spécifique G-6-PD et 6-PGD ([2]).

Les extraits II et III contiennent les activités G-6-PD et 6-PGD obtenues isolément par élution d'un extrait frais chromatographié sur colonne de diéthylaminoéthyl cellulose (DEAE) ([3]). Les activités G-6-PD et 6-PGD sont sensiblement égales. Chaque injection correspond à 1 000 à 1 500 μg de protéines et 0,8 unité G-6-PD et 6-PGD.

L'extrait IV. — C'est l'un des plus purifiés : environ 100 fois par rapport à l'extrait frais. Il correspond à l'élution par du tampon phosphate pH 6,2 d'un extrait frais fractionné par le sulfate d'ammonium et passé sur gel de phosphate tricalcique ([3]). Il contient presque exclusivement l'activité G-6-PD. Chaque injection correspond à 500 μg de protéines et 5 unités G-6-PD.

Chaque extrait est injecté à une série de quatre lapins par voie alternativement intraveineuse et sous-cutanée en solution isotonique au plasma. Après une série de huit injections quotidiennes, l'animal est laissé au repos une semaine, soumis à une injection de rappel par voie intraveineuse et saigné à blanc 4 à 10 jours après le rappel. Les sérums prélevés sont stockés au froid.

La recherche d'anticorps précipitants par le test de l'anneau n'a pas

permis d'établir leur présence certaine. Par la technique d'Ouchterlony en milieu gélosé ([1]) nous obtenons un arc de précipitation entre un extrait possédant l'activité 6-PGD et son sérum immun, ce qui tend à prouver l'existence d'anticorps précipitants dans ce cas.

Les sérums des lapins traités présentent cependant la propriété d'inhiber plus ou moins totalement l'activité enzymatique de l'extrait. L'activité restante est mesurée en suivant au spectrophotomètre la réduction du triphosphopyridine nucléotide (TPN) à 340 mμ ([2]). Les activités enzymatiques sont mesurées dans leurs conditions optimales :

— G-6-PD en tampon véronal à pH 9 en présence d'ions Mg^{++} 10^{-2} M;

— 6-PGD en tampon véronal à pH 9 en absence d'ions Mg^{++} mais en présence de glycocolle M/15.

Nous incubons l'enzyme et le sérum 10 mn à température ordinaire. Les témoins sont faits en présence de sérum normal. Pour les essais on ajoute du sérum normal de façon à opérer à taux de sérum constant. Puis nous ajoutons les autres réactifs et nous laissons le mélange 15 mn avant d'ajouter au temps 0 le TPN dont nous suivons la réduction toutes les 15 s.

Une modification de l'ordre d'addition des réactifs et une plus longue incubation ne modifient pas les résultats.

Dans ces conditions il est possible de définir un pourcentage d'inhibition ([4]) :

$$\% \text{ inhibition} = \frac{\text{activité enzyme seul} - \text{activité (enzyme + antienzyme)}}{\text{activité enzyme seul}} \times 100.$$

Dans le tableau, les chiffres représentent les pourcentages d'inhibition obtenus avec les sérums des lapins traités.

	1re saignée		2e saignée	
	G-6-PD.	6-PGD.	G-6-PD.	6-PGD.
Série I.				
Lapin 1.....	0	100	15	100
» 2.....	10	100	30	100
» 3.....	60	-	83	100
» 4.....	0	100	15	100
Série II.				
Lapin 5.....	21	-	11	-
» 6.....	-	-	5	-
» 7.....	35	-	49	-
» 8.....	5,0	-	7,5	-

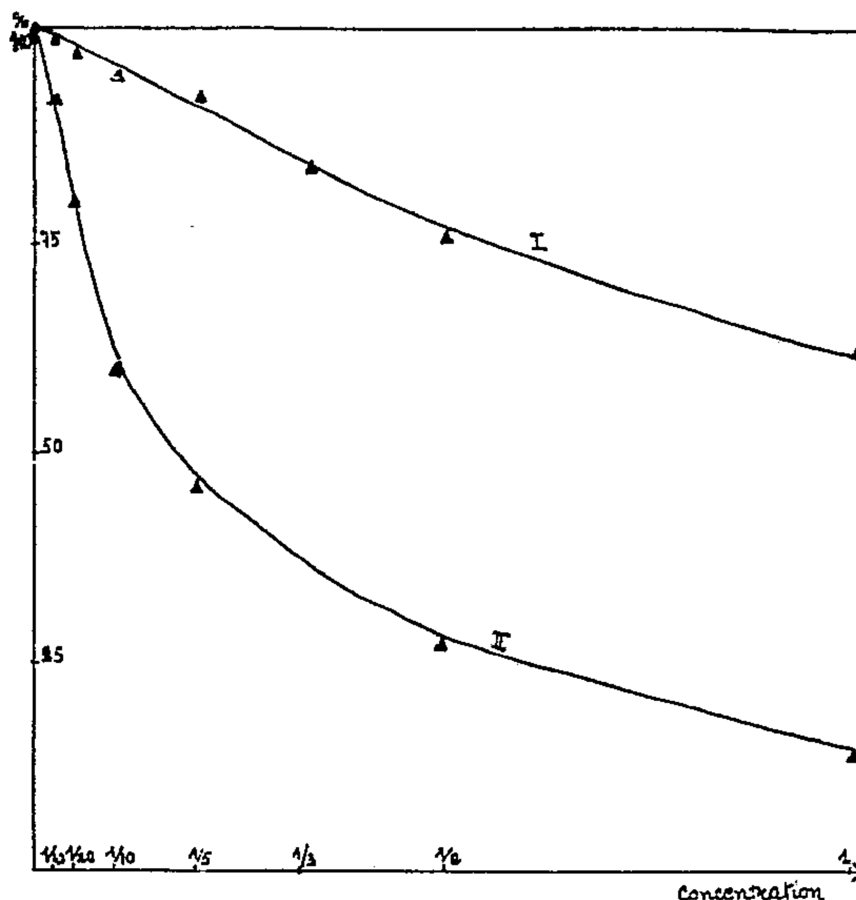
	1re saignée		2e saignée	
	G-6-PD.	6-PGD.	G-6-PD.	6-PDG.
Série III.				
Lapin 9.....	-	5	0	10
» 10...	-	90	0	90
» 11...	-	10	0	38
» 12...	-	70	0	75
Série IV.				
Lapin 13...	52	-	88	0
» 14...	15	-	-	0
» 15...	65	-	85	0
» 16...	96	-	98	0

1re saignée : 4 jours avant le rappel.
2e saignée : 3 jours après le rappel.

Les anticorps antienzyme se forment progressivement au cours des injections et atteignent un maximum trois jours après l'injection de rappel.

Le pourcentage d'inhibition est extrêmement variable dans le cadre de la même série animale. Il atteint rarement 100 % sauf dans le cas de l'anti-6-PGD dans la série traitée par l'extrait frais [1].

Les sérums immuns inhibiteurs de l'une des activités ne sont pas inhibiteurs de l'autre : il n'y a pas de réaction croisée.



Courbe I : Activité dans le mélange enzyme-sérum antienzyme.
Courbe II : Activité dans le surnageant de relargage.
En abscisse : le pourcentage d'activité restant G-6-PD.
En ordonnée : la concentration de sérum immun dilué par du sérum de lapin normal.

Nous avons étudié, d'autre part, la formation des complexes solubles antigènes-anticorps par relargage dans le cas de la G-6-PD. Pour cela nous laissons incuber le mélange enzyme-antienzyme 20 mn avant de prélever une partie aliquote dont nous dosons l'activité résiduelle. Le reste du mélange est amené à 33 % de saturation en sulfate d'ammonium. On laisse le précipité se former pendant 15 mn. Après centrifugation on dose l'activité du surnageant. Compte tenu des dilutions nous observons après relargage une activité enzymatique persistante inférieure à celle du mélange avant précipitation (*fig.*). Ce fait qui a déjà été constaté [5], montre, soit que tous les sites actifs de l'enzyme ne sont pas bloqués dans le complexe, soit qu'il y a deux types de complexes, l'un dans lequel les sites enzymatiques sont bloqués, l'autre dans lequel ils ne le sont pas.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) M. W. Wilson et B. H. Pringle, *J. Immunol.*, 77, 1956, p. 324.
(2) M. Marquet et R. Dedonder, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1090.
(3) M. Marquet, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 865.
(4) M. F. Gregory et F. Wroblewski, *J. Immunol.*, 81, 1958, p. 359.
(5) A. Bussard, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1585.

(*Laboratoire des Polyosides, Institut Pasteur.*)

PHARMACOLOGIE. — *De quelques actions physiologiques comparées de l'ester isonicotinique du pseudotropanol et de son bromométhylate.* Note de MM. **René Hazard, Jacques-Rafael Roques, Jean-Pierre Le Gall** et Mme **Annick Renier-Cornec**, présentée par M. Léon Binet.

L'ester isonicotinique du pseudotropanol est un poison nicotinique aux effets biphasiques, excitant les ganglions du système nerveux autonome avant de les paralyser; le bromométhylate de cet ester les inhibe seulement.

Ester isonicotinique du pseudotropanol (INPS) :

On l'obtient par estérification du chlorure de l'acide isonicotinique par le pseudotropanol, en opérant dans un mélange benzène anhydre et pyridine, puis en portant au bain-marie 3 h à 60-65°.

La base de l'ester isonicotinique du pseudotropanol se présente sous forme d'une huile incolore. On prépare le bromhydrate de cet ester dans l'alcool : il se présente sous forme de cristaux blancs d'un point de fusion de 235-239° au bloc Maquenne.

Cet ester produit sur la pression artérielle du chien et du chat des effets qui rappellent ceux qu'exerce le pseudotropanol, c'est-à-dire nicotiniques [1].

Injecté par la voie intraveineuse *au chien* chlorasé soumis à la respiration artificielle, il produit, à la dose de 0,003 g/kg une faible hypertension; à la dose de 0,005 g/kg une hypertension manifeste avec vasoconstriction rénale.

Cette action est sympathomimétique. Elle est due principalement à une décharge d'adrénaline; elle se transforme en hypotension en présence d'un adrénalinoverseur comme l'yohimbine; en présence de cette dernière, la spartéine à dose suffisante permet au produit de récupérer avec plus ou moins d'intensité son action hypertensive. Après surrénalectomie l'action hypertensive est très amoindrie mais encore nette; elle montre les mêmes réactions à l'yohimbine, et à la spartéine.

Il s'agit bien d'un poison nicotinique, excitoganglionnaire dans la première phase de son action : l'hypertension est en effet supprimée par la spartéine (0,02 g du sulfate par kilogramme); un petit mouvement d'hypotension est même esquissé.

A l'excitation des ganglions autonomes succède leur paralysie. L'ester renouvelle mal ses effets hypertenseurs; il augmente ceux de l'adrénaline et modifie peu ceux que l'acétylcholine exerce normalement sur la pression. Dans la deuxième phase de son action il supprime celle de la nicotine.

L'INPS se montre ganglioplégique aussi sur le ganglion cervical supérieur du *chat*. En utilisant la technique habituelle [2] on constate que l'ester, après une phase inconstante d'excitation de la membrane, bloque la conduction au niveau du ganglion; l'excitation électrique unipolaire de la

fibre préganglionnaire est rendue inefficace alors que celle de la fibre postganglionnaire reste toujours efficace.

Bromométhylate de l'ester isonicotinique du pseudotropanol (BMINPS) :

On le prépare en ajoutant 5 % d'excès de bromure de méthyle à la base en solution acétonique. On obtient un produit blanc, avec un point de fusion peu net ayant tendance à la décomposition vers 310°.

Le passage à l'ammonium quaternaire par bromométhylation transforme l'action hypertensive de l'ester en action hypotensive [3]. Des doses de 0,005 g/kg, voie intraveineuse, donnent chez le *chien* chloralosé, soumis à la respiration artificielle, une hypotension nette que ne modifient ni la vagotomie double, ni l'injection préalable d'atropine.

Le BMINPS augmente les effets hypertenseurs de l'adrénaline mais ne modifie pas les effets muscariniques de l'acétylcholine.

C'est un antinicotinique pur, agissant sans phase préalable d'excitation ganglionnaire; il se montre antagoniste de la nicotine elle-même et de l'INPS dont il supprime l'action hypertensive. Il se montre,sur le ganglion cervical du *chat*, ganglioplégique plus puissant que ne l'est secondairement cet ester.

Nous apportons un nouvel exemple de la transformation profonde, allant jusqu'à l'inversion, de l'activité physiologique d'une molécule par passage à l'ammonium quaternaire. L'ester étudié est hypertenseur, nicotinique, successivement excitant puis inhibiteur des ganglions; son bromométhylate est hypotenseur et ganglioplégique pur, anticotinique.

(1) R. HAZARD, *Tropanol et Pseudotropanol. Actions physiologiques comparées*, Masson et Cie, Paris, 1939.

(2) R. HAZARD, E. CORTEGGIANI et A. RENIER-CORNEC, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1002-1004.

(3) La même transformation est opérée quand le pseudotropanol subit l'iodométhylation. R. HAZARD, P. CHABRIER, A. RENIER-CORNEC, A. SEKERA et A. LOZIER, *C. R. Soc. Biol.*, 153, 1959, p. 1152-1154.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur une étiologie rickettsienne et néo-rickettsienne possible de la sclérose en plaques.* Note (*) de MM. **Paul Le Gac**, **Paul Giroud** et Mme **Nicole Dumas** transmise par M. Jacques Tréfouël.

Des cas de sclérose en plaques présentent les mêmes facteurs épidémiologiques que ceux des rickettsioses et néo-rickettsioses. Leurs sérums se montrent légèrement positifs vis-à-vis d'un ou de plusieurs antigènes. Leurs lésions peuvent apparaître donc comme des complications vasculaires de ces affections et au même titre relèvent d'une thérapeutique par les antibiotiques à large spectre.

L'étude approfondie de l'histoire de sujets atteints de sclérose en plaques nous a permis d'y découvrir, invariablement, la présence de facteurs épidémiologiques identiques à ceux que nous rencontrons toujours au cours des rickettsioses et néo-rickettsioses.

Reliant cette observation, d'une part, à la connaissance des lésions histo-pathologiques de la sclérose en plaques et d'autre part, à celle du rôle considérable joué par les rickettsies et les néo-rickettsies dans la pathologie vasculaire, nous avons été amenés à envisager la place de ces dernières dans l'étiologie de cette affection. Nous savons, en effet, depuis Déjerine (1) que la sclérose en plaques est une myélite chronique, diffuse et interstitielle chez laquelle le processus irritatif débute par l'élément vasculaire; les vaisseaux sont le siège de périartérite et d'endartérite, leur paroi s'épaissit et leur lumière se rétrécit pour s'effacer presque complètement au niveau des capillaires. Déjerine s'était même déjà demandé si ces infiltrations vasculaires qui représentent les manifestations les plus importantes de l'atteinte médullaire, ne constitueraient pas les seules lésions histo-pathologiques pouvant expliquer la genèse de la sclérose en plaques.

Partant de ces données, nos observations nous ont amenés à abandonner la conception de la pathogénie actuelle qui, repose sur l'hypothèse d'une atteinte virale du tissu nerveux, pour envisager la sclérose en plaques comme le résultat d'un processus angiotrope frappant par électivité le réseau vasculaire médullo-cérébelleux, pour se généraliser ensuite. Ces cas de slérose en plaques apparaissent, en conclusion, comme une complication vasculaire des rickettsioses et des néo-rickettsioses.

L'épidémiologie a été notre guide. Grâce à elle nous avons pu constater que ces cas de sclérose en plaques se comportent au point de vue épidémiologique comme les rickettsioses et les néo-rickettsioses.

Pour nos diagnostics sérologiques nous avons utilisé la technique de micro-agglutination des rickettsies sur lame de P. et M. L. Giroud (2).

Voici nos constatations sur 27 cas de sclérose en plaques :

Dans six cas où le sérum agglutine *R. prowazeki* agent pathogène du typhus épidémique, on relève six contacts avec prisonniers ou déportés

typhiques ou anciens typhiques; dans deux de ces cas le sérum se montrait également positif vis-à-vis de *R. mooseri* rickettsie du typhus murin, ceci en dehors de toute vaccination. En outre dans deux de ces cas le sérum se montrait positif vis-à-vis des néorickettsies X 14 et V 14.

Dans un cas où le sérum agglutine *R. mooseri* on note plusieurs séjours en Afrique tropicale dans la région des savanes.

Dans deux cas où le sérum agglutine *R. conori* rickettsie de la fièvre boutonneuse on relève deux contacts permanents avec les troupeaux.

Dans dix cas où le sérum agglutine *R. burneti* agent pathogène de la fièvre Q on relève huit consommations quotidiennes de lait cru, une prospection de fermes pour se procurer du ravitaillement et une contamination professionnelle (assistante de vétérinaire). De plus un de ces sérums agglutinait en outre *R. mooseri*, deux *R. conori*, deux la néorickettsie V 14 et un dernier la néorickettsie de l'avortement des ovins Q 18.

Dans trois cas où le sérum agglutine la néorickettsie X 14 on note deux séjours en haute montagne pendant la transhumance et une cohabitation avec le bétail (Sénégal).

Dans un cas où le sérum agglutine la néo-rickettsie Q 18 on note un contact avec les troupeaux au Proche-Orient. Ce sérum agglutine en outre très légèrement X 14 et V 14.

Dans quatre autres cas les réactions ont été négatives.

Ces constatations nous ont amenés à envisager une thérapeutique par les antibiotiques à large spectre : terramycine, tifomycine, auréomycine, à haute dose, mais qu'on doit toujours associer à la balnéothérapie chaude.

Les premiers résultats se montrent concluants avec un retour à une activité normale en même temps qu'on constate une négativation des réactions sérologiques après une phase de réactivation tant sérologique que clinique.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) DÉJERINE, *Rev. Méd. mens.*, 3, 1883, p. 172.

(2) P. et M.-L. GIROUD, *Bull. Soc. Path. exot.*, 37, 1944, p. 84.

A 15 h 55 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 25 m.

R. C.

ERRATUM.

(*Comptes rendus* du 22 février 1960.)

Note présentée le même jour, de MM. *Georges Amsel*, *Pierre Baruch* et *Olgierd Smulkowski*, Détecteur de particules lourdes à jonction *n-p* au silicium :

Page 1468, 2e ligne du résumé, *au lieu de* de l'ordre de la microseconde, *lire* de l'ordre de la millimicroseconde.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de janvier 1960.

(*Suite et fin*).

Congrès international de la neutralité de la médecine en temps de guerre, Paris 6-8 avril 1959. *Compte rendu analytique des débats du Congrès. Texte des rapports et communications. Résolutions adoptées par le Congrès. Statuts du Comité international de la neutralité de la Médecine*; 1 fasc. 29 cm.

Problèmes plaisants et délectables qui se font par les nombres, par Claude-Gaspar Bachet, *Sieur de Méziriac*. Cinquième édition, revue, simplifiée et augmentée par A. Labosne. Nouveau tirage augmenté d'un avant-propos par Jean Itard. Paris, Librairie scientifique et technique Albert Blanchard, 1959; 1 vol. 18 cm. (Reproduction photographique.)

Euclide. *L'optique et la catoptrique*. Œuvres traduites pour la première fois du grec en français avec une introduction et des notes par Paul Ver Eecke. Nouveau tirage. Paris, Librairie scientifique et technique Albert Blanchard, 1959; 1 vol. 28 cm. (Reproduction photographique.)

Vito Caravelli. *Le traité des hosoèdres* traduit sur le texte latin original avec des notes, par Paul Ver Eecke. Publication extraite de *Mathesis*. Paris, Librairie scientifique et technique Albert Blanchard, 1959; 1 fasc. 27 cm. (Reproduction photographique.)

Studies of the soluble phosphoproteins of liver and the purification and properties of a phosphatase from spleen, by John Glomset. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1960; 1 fasc. 25 cm.

The physico-chemical constants of binary systems in concentrated solutions. Vol. 2. *Two organic compounds* (*at least One a Hydroxyl Derivative*), by Jean Timmermans. New York, London, *Interscience publishers*, 1959; 1 vol. 24,5 cm.

Essai sur la psychologie de l'invention dans le domaine mathématique, par Jacques Hadamard. Traduit de l'anglais par Jacqueline Hadamard. Première édition française revue et augmentée par l'Auteur. Paris, Librairie scientifique Albert Blanchard, 1959; 1 vol. 22,5 cm.

Extraits de *Garcia de Orta*, vol. 6, nº 3, 1958 : *Contribuiçao para o conhecimento das* Samydaceæ *de Angola*, por Abilio Fernandes, M. A. Diniz. Vol. 6, nº 4, 1958 : *Contribuiçao para o conhecimento das* Passifloraceæ *de Angola*, por Abilio Fernandes, Rosette Fernandes. Vol. 7, nº 3, 1959 : *Contribuiçao para o conhecimento das* Onagraceæ *e* Trapaceæ *de Angola*, por Rosette Fernandes, Abilio Fernandes. Lisboa, 3 fasc. 25 cm.

Extraits de *Boletin da Sociedade broteriana*, vol. XXXIII, 2ª série, abril 1959 : *Lythraceæ africanæ novæ*. III, por Abilio Fernandes, M. A. Diniz. Maio 1959 : *On the origin of* Narcissus cantabricus *DC.*, by Abilio Fernandes. Agosto 1959 : *On the origin of* Narcissus romieuscii *BR.-BL. and Maire*, by Abilio Fernandes. Coïmbra University; 3 fasc. 24 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 MARS 1960

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. JEAN-JACQUES TRILLAT signale la présence de M. HARRY WILMAN, Professeur de Chimie physique appliquée à l'Université de Londres, et M. JEAN WYART celle de Sir KARIAMANIKKAM SRINIVASA KRISHNAN, Directeur du Laboratoire national de Physique de l'Inde, à New Delhi. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

Le Président de la « ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI », à Rome, annonce la célébration, en novembre 1960, du centième anniversaire de la naissance de VITO VOLTERRA, qui fut Associé étranger de l'Académie. Il invite celle-ci à se faire représenter à cette Cérémonie.

M. ANDRÉ ALLARD, Secrétaire général de l'ACADÉMIE INTERNATIONALE DE MÉDECINE AÉRONAUTIQUE, fait part de l'installation officielle, à Bruxelles, de cette Académie et adresse les statuts de celle-ci.

L'Académie est informée

— du quatrième CONGRÈS INTERNATIONAL DES IRRIGATIONS ET DU DRAÎNAGE, qui aura lieu à Madrid, du 30 mai au 5 juin 1960;

— du premier CONGRÈS DE L'ASSOCIATION FRANÇAISE DE CALCUL qui se tiendra à Grenoble, du 14 au 16 septembre 1960.

Les Ouvrages suivants sont offerts ou adressés en hommage à l'Académie :

— par M. JOSEPH PÉRÈS, un volume de M. BERNARD PERSOZ et DIVERS intitulé : *Introduction à l'étude de la rhéologie*, dont il a écrit la *Préface*;

— par M. **Gustave Ribaud**, le fascicule LXV du *Mémorial des sciences physiques* contenant un Mémoire dont il est l'auteur, intitulé : *Conduction de la chaleur en régime variable*;

— par M. **Roger Heim**, le tome LVII de l'*Encyclopédie biologique*, constitué par un Ouvrage de **René Maire**, intitulé : *Flore de l'Afrique du Nord* (*Maroc*, *Algérie*, *Tunisie*, *Tripolitaine*, *Cyrénaïque et Sahara*), publiée par les soins de Pierre Quézel. Volume VI : *Monocotyledonæ : Liliales : Amarillidaceæ*, *Dioscoreaceæ*, *Iridaceæ; Scitaminales; Gynandrales*, et *Supplément* aux tomes I à VI par Pierre Quézel.

— par M. **Gustavo Colonnetti**, son Mémoire intitulé : *Elastoplasticita. Saggio di interpretazione delle deformazioni plastiche come fenomeni ereditari*, qui constitue le tome 19 de *Pontificiæ academiæ scientiarum scripta varia*;

— par M. **Pierre Martens**, les quatre fascicules suivants : *Bec nucellaire, micropyle et paroi mégasporale chez* Encephalartos Poggei Ascherson; — *Un facteur évolutif négligé : le bec nucellaire de l'ovule; — Floraison et sexualisation*; — *Structure et ontogenèse du cône et de la fleur femelles de* Welwitschia mirabilis.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Commissariat à l'énergie atomique. *La technique des couches minces et son application à la microscopie électronique*, par Gaston Ranc (Thèse, Caen).

2° Id. *La contagion isotopique dans les séparateurs électromagnétiques d'isotopes*, par Charles Cassignol (Thèse, Paris).

3° *Les coléoptères du sol*, par Henri Coiffait.

4° *Étude théorique de l'influence des réflexions intérieures sur la marche d'un rayon lumineux traversant une lame transparente soumise à des forces agissant dans son plan moyen*, par Henry Favre.

5° *Über die experimentelle Bestimmung dreidimensionaler Spannungszustände*, von Walter Schumann.

6° *La détermination purement optique des constantes* E, ν, G *des matières isotropes transparentes. Contribution à l'étude des plaques minces fléchies d'épaisseur brusquement variable*, par Marzio Martinola.

7° *Étude expérimentale et théorique de la répartition des tensions dans les plaques circulaires fléchies d'épaisseur variable*, par Henry Favre, Walter Schumann et Marzio Martinola.

8° Comité des travaux historiques et scientifiques. *Comptes rendus du Congrès des Sociétés savantes de Paris et des Départements* tenu à Dijon en 1959. Section des sciences. Sous-direction de Géologie. *Colloque sur le crétacé supérieur français*.

9° *On the family of classes concerning « Random functions »*, by KÖMEI SUZUKI.

10° MARIO A. GARCIA GAMBOA. *Conocian los antiguos antes de los Chamberlen el forceps obstetrico ?*

11° *Les rayonnements ionisants. Calculs techniques. Tables de valeurs numériques à l'usage des ingénieurs, radiologues, officiers*, par LUCIEN BRUNELET.

Il signale également un Ouvrage multicopié :

Agua y energia electrica (Buenos Aires). Departamento recursos hidricos. Publicacion I. *Cantos rodados y material en suspensión de los ríos Bermejo, Pescado e Iruya. Provincia de Salta*, por NICOLAS KONZEWITSCH.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire d'Écologie générale du Muséum National d'histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Paul Remy* obtient 53 suffrages contre 6 à M. *Claude Delamare-Deboutteville.*

Pour la seconde ligne, M. *Claude Delamare-Deboutteville* obtient 48 suffrages; il y a deux bulletins blancs et un bulletin nul.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne......... M. **PAUL REMY**
En seconde ligne .... M. **CLAUDE DELAMARE-DEBOUTTEVILLE**

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYTOPATHOLOGIE. — *Nouvelles données sur les réactions chimiques de défense chez les Orchidées.* Note de M. **Ernest Gäumann.**

Dans un travail précédent [1] nous avons montré que certaines Orchidées, par exemple l'*Orchis militaris* L., sont capables de répondre à l'approche de champignons de mycorhizes par des réactions de défense de nature chimique. L'une de ces substances défensives synthétisées au cours des réactions antiinfectieuses se trouve être l'Orchinol, $C_{16}H_{16}O_3$.

Dans la présente Communication nous nous occuperons des trois questions suivantes :

a. quelle est la longueur de la *période d'incubation*, c'est-à-dire combien de temps s'écoule-t-il jusqu'à l'apparition de l'Orchinol dans les tissus de bulbes d'*Orchis militaris* ?

b. quel est le *niveau maximal d'immunité* dans les tissus des bulbes d'*Orchis militaris*, c'est-à-dire quelle teneur maximale en Orchinol peuvent-ils atteindre ?

c. quelle est l'*étendue topographique* de la réaction de défense, c'est-à-dire jusqu'où dans les tissus de l'*Orchis militaris* s'étendent l'induction et sa réponse ?

Dans de gros bulbes d'*Orchis militaris* on découpe des cylindres de 11 mm de diamètre et de 12-13 mm de hauteur. Ils sont ensuite placés directement sur des cultures du champignon de mycorhize, *Rhizoctonia repens*, âgées de 5 jours, cultivées en boîte de Petri sur de la gélose au malt et incubées à 24° C. Après 1, 2, 5 et 8 jours les cylindres sont recueillis et découpés en rondelles de 2 mm d'épaisseur. Pour l'examen de l'Orchinol, on rassemble les rondelles correspondantes de huit répétitions.

Le temps nécessaire au déclenchement de la synthèse de l'Orchinol. — Après 24 h de contact direct avec le mycélium du champignon, il n'y a pas encore d'Orchinol dans la rondelle inférieure; après 48 h on en trouve déjà 28 γ par gramme de tissu frais. Dans les tissus de bulbes d'*Orchis militaris*, le mécanisme de la synthèse de l'Orchinol, soit la défense chimique contre l'agent infectieux, commence donc après une durée d'induction d'environ 36 h. Ce laps de temps, qui correspond à peu près à celui nécessaire aux tissus animaux et humains, se trouve être relativement grand pour des tissus végétaux. Si, par exemple, des tubercules de pommes de terre sont infectés par piqûre avec le *Bacillus atrosepticus* Van Hall,

l'agent de la maladie dite de la jambe noire, c'est après 10 h déjà qu'on peut constater une nette élévation de température (conséquence d'une

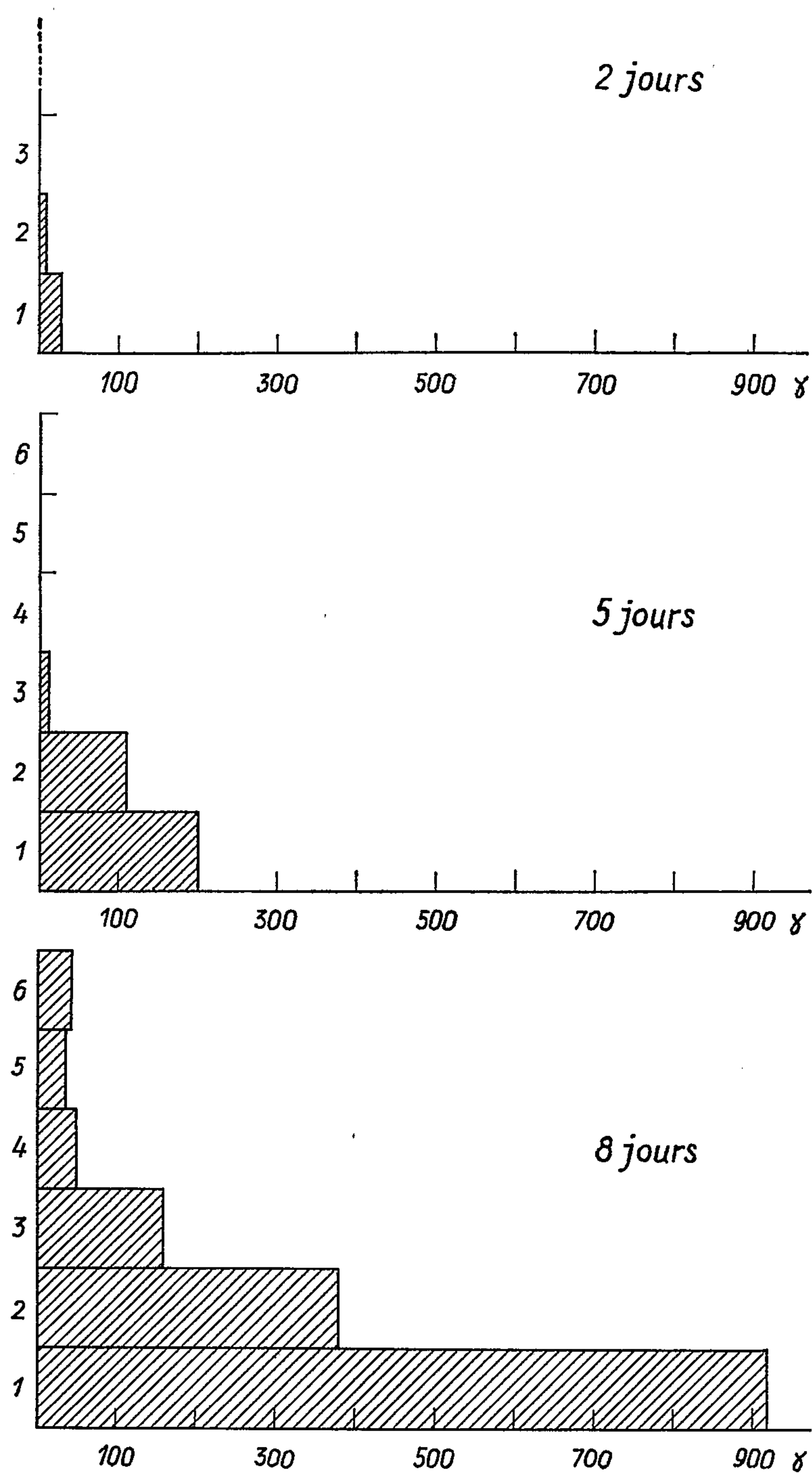


Fig. 1. — Les *teneurs en Orchinol* dans les cylindres de bulbes d'*Orchis militaris* après 2, 5 et 8 jours d'induction. Abscisses : teneur en Orchinol exprimée en γ par gramme de tissu frais. Ordonnées : les six étages superposés correspondent aux six rondelles découpées de bas en haut dans les cylindres de tissu.

augmentation du métabolisme provoquée par la présence de parasite). C'est dans un même ordre de grandeur que se place la réaction hyperthermique des tubercules de pommes de terre après une infection par le *Phytophthora infestans* (Mont.) de By., l'agent du mildiou de la pomme de terre.

*L'intensité de la réaction dans les tissus des bulbes d'*Orchis militaris. — La concentration en Orchinol la plus élevée fut trouvée après 8 jours dans la rondelle inférieure (*fig.* 1), celle qui fut en contact direct avec le mycélium du champignon. Elle se monte à 920 μg par gramme de tissu frais. La teneur réelle en Orchinol de ladite rondelle devait être encore plus élevée, vu que, par la disposition même de notre essai, une partie de l'Orchinol a diffusé dans la gélose ou bien a été décomposée biologiquement.

Dans 1 g de bulbe frais, il y a environ 120 mg de substance sèche, consistant pour la plus grande partie en matières physiologiquement inertes, telles que parois cellulaires, muqueuses, etc. Si donc les tissus des bulbes d'*Orchis militaris* produisent environ 1 mg d'Orchinol par gramme de tissu frais en l'espace de 8 jours, ce qui correspond à 1 % de la matière sèche présente, il s'agit d'une performance extraordinaire. D'autant plus que, pendant ce temps, outre l'Orchinol, d'autres corps sont synthétisés; par exemple, une deuxième substance inhibitrice encore à l'étude. En s'approchant, l'infection déclenche ainsi, dans les tissus touchés par l'induction, un bouleversement total du métabolisme; les tissus avoisinant le foyer modifient quasiment tout leur métabolisme en faveur des réactions de défense.

D'autre part, les 920 μg d'Orchinol par gramme de bulbe frais correspondent à une concentration molaire moyenne de $0,5.10^{-2}$ d'Orchinol dans le liquide cellulaire. Presque tous les champignons de mycorhizes, de même que la plupart des champignons du sol, saprophytes ou semi-parasites, sont sensibles à l'Orchinol. Le taux d'inhibition s'élève, pour les représentants les moins sensibles, à la concentration molaire de 10^{-2}-10^{-3}; la concentration molaire de $0,5.10^{-2}$ suffit donc, même sans l'appui d'une deuxième substance inhibitrice, à tenir les champignons du sol éloignés des tissus de bulbe.

Il est vrai que, d'après son pouvoir fongicide, l'Orchinol doit être considéré comme un antibiotique faible; cependant, il remplit parfaitement sa tâche dans le cadre des défenses antiinfectieuses des Orchidées; car, dans les tissus directement menacés, il atteint des concentrations qui n'entrent jamais en ligne de compte pour les antibiotiques utilisés en thérapeutique.

L'étendue topographique de la réaction de défense. — Selon la figure 1, les substances inductrices du parasite ont pénétré dans les deux rondelles inférieures pendant les deux premiers jours, soit sur une distance d'environ 4 mm; elles y ont déclenché la synthèse de l'Orchinol. Cela correspond à une vitesse de diffusion de 2 mm pour 24 h. Par la suite la réaction

antiinfectieuse se développe dans la colonne de tissu aussi bien topographiquement que quantitativement; elle s'approche du maximum le 8e jour. Pendant ce temps une barrière d'immunité de 4-6 mm de largeur s'est créée autour du foyer, avec une concentration molaire d'Orchinol de 10^{-2}. Cette protection isole aussi bien le parasite primaire que toute la suite des parasites secondaires et des saprophytes, les empêchant d'attaquer les tissus restés indemnes.

Mais la réaction de défense des bulbes ne se limite pas aux tissus entourant directement le foyer, car les substances inductrices sécrétées par le parasite ont, entre temps, diffusé dans tout le bulbe, y provoquant la synthèse de l'Orchinol.

La défense antiparasitaire des bulbes d'Orchidées n'est donc pas seulement une réponse localisée des tissus directement menacés par l'agent infectieux (immunité de tissu), mais une réaction de tout l'organe, soit du bulbe entier. A une infection locale, les bulbes d'Orchidées répondent donc dans leur totalité. En s'éloignant du foyer, la teneur en Orchinol et avec elle l'immunité des tissus diminuent il est vrai; mais elle reste cependant assez élevée pour rendre difficile, voire impossible, une réinfection des bulbes par les mêmes ou par d'autres champignons semblables (immunité de l'organe).

L'étendue topographique de ces réactions défensives n'est guère comparable à celles généralement connues en médecine humaine et vétérinaire, car ce ne sont, chez les Orchidées, que de simples cellules somatiques qui réagissent, alors que, dans le règne animal, il s'agit de cellules hautement spécialisées du système réticulo-endothélial qui déversent dans les voies circulatoires leurs produits de réaction, à savoir les anticorps. Les réactions de défense des tissus d'Orchidées trouvent quand même un parallèle chez les animaux, à savoir dans l'immunité de tissu de Besredka (2); celle-ci est établie par diffusion des antigènes de cellule à cellule et n'engendre pas d'anticorps entraînés par le sang, mais seulement une barrière locale d'immunité de 10 mm de largeur. L'ordre de grandeur de cette barrière est donc le même que chez les bulbes d'Orchidées.

(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2542.

(2) *Immunisation locale*, Masson, Paris, 1925, 252 pages; *Études sur l'immunité dans les maladies infectieuses*, Masson, Paris, 1928, 414 pages.

CINÉMATIQUE DES FLUIDES. — *Théorie des ensembles et mouvement turbulent.* Note de M. **Georges Bouligand.**

1. Extension d'un exemple antérieur, donné comme prototype. — 2. Discussion de la marche à suivre pour en déduire un mouvement turbulent. — 3. Rapprochements concrets.

1. Je ne m'occupe ici que de *liquides*. J'ai donc recours à des correspondances entre ensembles, ayant la propriété de *conserver les mesures de volume*. J'ai montré qu'il est des cas où de telles correspondances ne se réduisent pas au jeu d'un processus « point par point » : il s'agissait alors de conservation des volumes en deux domaines équivalents et soumis au préalable à des fibrations adéquates (¹). Les correspondances qui vont être prises en cause, dans la classe générale envisagée, émanent au contraire d'un processus ponctuel dont j'ai donné le principe en une récente Note N (²) et dont je me propose de compléter l'étude.

On part d'un nombre réel ξ compris entre o et 1 et donné par son développement dans le système binaire S (2), ou ce qui revient au même par une série

$$\sum_{i=1}^{\infty} \tau_i \qquad \text{avec} \quad 2^{2i}\tau_i = 2a_{2i-1} + a_{2i}$$

en ne donnant aux a_{2i-1}, a_{2i} d'autres valeurs que o et 1. Cela posé, on note $(\mathrm{TE})_r$ une opération n'atteignant dans ξ que la tranche τ_r par échange de a_{2r-1}, a_{2r}. Empruntant à la base des $(\mathrm{TE})_r$ une suite, finie ou infinie, de ces transformations élémentaires pour les composer entre elles, on détermine un groupe commutatif GC où est conservée la mesure linéaire et où, de plus, chaque transformation est sa propre inverse. On y peut trouver des transformations arbitrairement voisines de l'identité sans toucher aux p premières tranches et en prenant p arbitrairement grand. Vraies dans S (2), ces propriétés le demeurent pour tous les systèmes de numération S (3), S (4), ..., S (n), ... Dès lors, on peut faire en sorte que l'ensemble des discontinuités d'une $f(\xi)$ arbitraire soit *dense partout* et le voisinage *ad libitum* de $f(\xi)$ vis-à-vis de l'identité permet, en composant un nombre fini de $(\mathrm{TE})_r$, empruntées aux divers GC (n), astreintes par surcroît à un tel voisinage, de représenter, à intervalles temporels d'une durée $\leqq \varepsilon$, des configurations successives d'un mouvement turbulent. Du moins, cela en fournit-il une approximation et l'on peut atteindre ce mouvement à condition de faire intervenir les états limites de ces configurations quand ε tend vers zéro, sous réserve de conservation de la mesure quand la limite est atteinte.

2. Toutefois, cette marche naturelle, à partir des transformations de base

du n° 1, exige des calculs pénibles pour aboutir à un mouvement turbulent dans le cube unité.

Je dois revenir à ce propos sur la tentative indiquée dans N (n° 5) d'atteindre plus directement la conservation de la mesure. On échoue dans cette voie, vu que pour α et θ donnés (avec $0 < \theta < 1$), l'équation en ξ :

$$(E_0) \qquad \alpha = \theta\xi + (1-\theta) f(\xi)$$

ne rentre pas dans un type univoque. En particulier, ayant pris $2\theta = 1$, on obtient en général pour ξ des valeurs en nombre ≥ 2 : étude facilitée (quand on fait, par exemple, $n = 2$ et quand on choisit pour f la fonction $\bar{f}$ permutant chaque tranche) moyennant une étude préalable de l'ensemble $\bar{\Delta}$ des points $[\xi, \bar{f}(\xi)]$. Cet ensemble a des propriétés simples : il se décompose pour chaque entier p en 4^p ensembles égaux, inscrits en des carrés du plan (ξ, f) homothétiques du carré unité dans le rapport 4^{-p}.

Plus généralement, ayant extrait une $f(\xi)$ quelconque du groupe minimal $(\Gamma\mu)$ astreint à posséder les sous-groupes

$$GC(2), \quad GC(3), \quad \ldots, \quad GC(n), \quad \ldots,$$

on sera conduit à retenir, dans l'ensemble Δ des points $[\xi, f(\xi)]$, les cordes à pentes négatives, et bien entendu, les valeurs mêmes de ces pentes, pour la discussion de (E_0). Les chevauchements qui se produisent alors en passant de ξ à son image α excluent pour la mesure l'invariance recherchée.

3. L'étude du groupe $(\Gamma\mu)$ ne semble pas livrer de propriété simple. Ce qui paraît le plus opportun est d'élargir encore la classe des modèles qu'il fournit en adjoignant à chacun d'entre eux ses équivalents, introduits par le jeu d'une transformation plus classique n'altérant pas les volumes. On pourra, soit la prendre du type homéomorphe dans le cube unité, avec dérivées premières continues et jacobien partout égal à 1, soit même étendre encore le champ par recours aux fibrations rappelées ici même au n° 1, tout à son début. Resterait à savoir si, dans cette classe très élargie de modèles, on peut d'abord trouver au moins un *attribut qualitatif*, détenu en commun par tous ceux-ci et qui viendrait leur conférer une valeur concrète.

Une difficulté se présente : les transformations à composer entre elles n'agissent pas exclusivement sur le système discontinu des molécules, leur intérêt provenant de leurs discontinuités propres, chose différente. Pour tirer parti de ce qui précède, il paraît malaisé de raisonner sans introduire les molécules et divers *types d'essaims* qui en sont composés : les moins restreints le seraient pourtant jusqu'au point où l'écart maximal de deux molécules s'y trouvant ne pourrait être diminué *sans mettre en cause l'incompressibilité*, on pourrait donc désigner ce premier type en parlant d'essaims (Ei). Il n'y a pas là seulement une question de nombre des molécules présentes dans un tel (Ei), mais une question de forme (vaguement sphé-

roïde et convexe) de cet (Ei). A cette étape, l'individualité des molécules est impliquée ([3]) : il faudrait estimer, au bout d'une durée δ de quelques ε (après avoir précisé ε en concordance avec la fin du n° 1), l'importance d'ensembles (Er) plus restreints qu'un (Ei), lesquels seraient venus *s'y adjoindre* ou *s'en détacher*, ces deux mutations inverses ayant maintenu pratiquement le volume de (Ei) à sa valeur antérieure à la durée δ. Ceci suppose obtenue, au besoin par des procédés indirects, une comparaison délicate qui porterait en définitive sur trois termes :

1° diamètre d'un Ei;

2° rapport au bout de la durée δ du nombre des molécules d'un (Er) au nombre de celles de l'Ei qui le reçoit ou le laisse échapper;

3° plus courte distance (moyenne) des molécules.

Cela demande beaucoup, en matière de techniques expérimentales. Et pourtant, n'est-ce pas là, en terrain qualitatif (tout au moins au départ) l'unique voie permettant de s'interroger en voyant mieux alors comment rejoindre les précédents modèles ensemblistes ?

(1) G. Bouligand, *Annali di Matematica*, 4e série, 48, 1959, p. 353-359.
(2) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1409.
(3) C. Bory, *Rev. Métaph.*, 1957, p. 149-156.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

TOPOLOGIE. — *Une topologie « taubérienne ».*
Note de M. **Oscar A. Varsavsky**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Le théorème de Wiener-Tauber se traduit dans certaines algèbres de Banach commutatives semi-simples (BCS) par l'énoncé suivant [Loomis ([1]), p. 85] : *Tout idéal propre fermé est contenu dans un idéal régulier maximal.* Cet énoncé vaut pour les BCS régulières (au sens de Shilov) et telles que les éléments dont la transformée de Fourier-Gelfand est à support compact (nous dirons « éléments compacts ») sont denses.

Rappelons qu'une BCS est régulière au sens de Shilov si la topologie « capsule-noyau » (CN) — définie ci-dessous — coïncide avec celle de Gelfand.

Appelons « irrégulier » tout idéal qui n'est contenu dans aucun idéal maximal régulier; l'essentiel de la démonstration consiste à voir que, pour les BCS régulières, tout idéal irrégulier contient tout élément compact.

Lorsqu'on cherche à étendre ce résultat à des anneaux non topologiques, mais toujours commutatifs et semi-simples (ACS), la seule difficulté consiste à remplacer la condition de Shilov par quelque autre plus algébrique.

On prouve ici que si l'on introduit dans l'espace des idéaux maximaux réguliers une certaine topologie T plus faible que CN, on peut éliminer entièrement la condition de Shilov; c'est pourquoi nous l'avons appelée « topologie taubérienne ».

2. Soit A un anneau commutatif et $\mathfrak{M}$ l'ensemble de ses idéaux maximaux réguliers. Nous rappelons les définitions suivantes : le noyau d'une partie $\mathfrak{A}$ de $\mathfrak{M}$ est $N(\mathfrak{A}) = \cap \{M \mid M \in \mathfrak{A}\}$; la capsule d'une partie B de A est $C(B) = \{M \in \mathfrak{M} \mid B \subset M\}$; un idéal irrégulier est un idéal dont la capsule est vide; la topologie CN de $\mathfrak{M}$ est ainsi définie : une partie $\mathfrak{A}$ de $\mathfrak{M}$ est CN-fermée si et seulement si elle est la capsule de son noyau; on sait que la topologie CN a une base d'ensembles fermés de la forme $\mathfrak{N}_a = \{M \in \mathfrak{M} \mid a(M) = 0\}$, $a \in A$, où $a(M)$ est la projection de a dans le corps A/M.

Définissons alors $\mathcal{E}_a = \{M \in \mathfrak{M} \mid a(M) = 1\}$, $a \in A$, ce qui a toujours un sens.

Si A a une unité, on a $\mathcal{E}_a = \mathfrak{N}_{1-a}$, et l'on retrouve la base de CN.

Dans tous les cas, *les $\mathcal{E}_a$, avec $\mathfrak{M}$, forment une base d'ensembles fermés d'une topologie sur $\mathfrak{M}$*, que nous appellerons T. En effet, $\mathcal{E}_a \cup \mathcal{E}_b = \mathcal{E}_{a+b-ab}$, et $\mathcal{E}_0 = \emptyset$.

On voit sans peine que, pour la topologie T, *tout point* $M \in \mathfrak{M}$ est un *fermé*.

Parmi les propriétés générales de la topologie T, la plus intéressante est la suivante :

Une partie propre de $\mathfrak{M}$ *est* T-*fermée si et seulement si elle est* CN-*fermée et que son noyau est un idéal régulier.*

La démonstration ne présente pas de difficulté.

T est donc plus faible que CN. Pour qu'elles soient équivalentes il suffit que A ait une unité, mais ceci n'est pas nécessaire.

Lorsque A est une BCS régulière, on sait que les parties CN-fermées à noyau régulier sont justement les parties compactes. Par exemple, pour l'algèbre de convolution $L^1(R)$, on a $\mathfrak{M} = R$, et la topologie T sur R est engendrée par les parties compactes.

Il n'en est pas toujours ainsi. Par exemple, dans l'anneau des fonctions analytiques $f(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n$, avec $\sum_{n=1}^{\infty} |a_n| < \infty$, où $\mathfrak{M} = \{z | 0 < |z| \leqq 1\}$, le cercle de rayon 1/2 est CN-compact mais il n'est pas T-fermé.

3. Revenons maintenant au théorème de Wiener-Tauber. On appellera T-*support* d'un élément $x \in A$, la T-fermeture de l'ensemble des $M \in \mathfrak{M}$ tels que $x(M) \neq 0$. Alors :

PROPRIÉTÉ DE WIENER-TAUBER. — *Dans tout anneau commutatif semi-simple, tout élément à* T-*support propre appartient à tout idéal irrégulier.*

Car, soit $x \in A$, à support $\mathfrak{A} \neq \mathfrak{M}$, et soit I un idéal irrégulier. $N(\mathfrak{A})$ est un idéal régulier, et sa capsule est disjointe de celle de I. Dans ces conditions il est bien connu, et presque trivial, qu'on peut trouver dans I une unité u relative à $N(\mathfrak{A})$. Mais alors $x = xu \in I$ par semi-simplicité.

Comme on l'a vu, si l'anneau est une BCS régulière on peut remplacer « T-support propre » par « support CN-compact » et l'on retrouve l'énoncé donné en 1.

Comme deuxième exemple, d'ailleurs trivial, de l'adaptabilité de cette topologie T à des questions taubériennes, rappelons que dans le problème de la synthèse spectrale on démontre le résultat suivant [Loomis ([1]), p. 62] :

Dans un ACS, *soit* I *un idéal et* $\mathfrak{A}$ *un ensemble* CN-*ouvert de* $\mathfrak{M}$ *qui contient* C(I). *Si, de plus, le noyau du complémentaire de* $\mathfrak{A}$ *est régulier, alors* $N(\mathfrak{A}) \subset I$.

Il est plus nautrel d'éliminer la deuxième condition sur $\mathfrak{A}$ en énonçant le théorème pour les T-ouverts.

Mentionnons enfin une propriété gênante de la topologie T : elle est « anti-Hausdorff », dans le sens suivant :

Pour les ACS *sans unité, il n'y a pas dans* $\mathfrak{M}$ *deux* T-*ouverts disjoints non vides.*

Comme conséquence il ne peut y avoir d'unités T-locales en aucun point de $\mathfrak{M}$, et l'on perd ainsi un important instrument de recherche.

([1]) L. H. LOOMIS, *An introduction to abstract harmonic analysis*, 1953.

ALGÈBRE. — *Sur la détermination d'une borne supérieure des zéros d'un polynome.* Note (*) de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Henri Villat.

Considérons le polynome entier

$$f(z) = z^n + a_1 z^{n-1} + \ldots + a_{n-1} z + a_n.$$

On sait que ses zéros se situent dans le domaine formé par la réunion des disques d'équations

$$|z| \leqq 1,$$
$$|z + a_1| \leqq \sum_{k=2}^{n} |a_k|.$$

Nous nous proposons d'indiquer un procédé qui conduit parfois à des résultats meilleurs.

Nous pouvons écrire

$$f(z) = h(z) + g(z),$$

avec

$$h(z) = z^n,$$
$$g(z) = a_1 z^{n-1} + a_2 z^{n-2} + \ldots + a_{n-1} z + a_n.$$

Considérons alors dans le plan analytique de z une circonférence (C) centrée sur l'origine et de rayon R. Si sur (C) on a $|g(z)/h(z)| < 1$, on sait (théorème de Rouché) que les équations

$$h(z) = z^n = 0,$$
$$f(z) = h(z) + g(z) = 0,$$

ont le même nombre de racines dans (C), soit n.

Or, sur (C),

$$\left|\frac{g(z)}{h(z)}\right| \leqq \frac{|a_1|}{|z|} + \ldots + \frac{|a_n|}{|z|^n}.$$

Si donc on sait trouver un positif R tel que pour $|z| > R$, on ait

$$\left|\frac{g(z)}{h(z)}\right| < 1,$$

le polynome $f(z)$ aura n zéros dans le disque

$$|z| \leqq R.$$

Supposons déterminées n constantes positives $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n$ telles que

$$\left|\frac{a_1}{z}\right| < \lambda_1, \qquad \left|\frac{a_2}{z^2}\right| < \lambda_2, \qquad \ldots, \qquad \left|\frac{a_n}{z^n}\right| < \lambda_n,$$

avec

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \ldots + \lambda_n = 1.$$

Les zéros de $f(z)$ se situent alors dans le disque

$$|z| \leq M,$$

M étant la plus grande des quantités

$$\frac{|a_1|}{\lambda_1}, \quad \left|\frac{a_2}{\lambda_2}\right|^{\frac{1}{2}}, \quad \ldots, \quad \left|\frac{a_n}{\lambda_n}\right|^{\frac{1}{n}}.$$

En jouant sur les valeurs des constantes λ_k on peut améliorer la localisation.

(*) Séance du 7 mars 1960.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'approximation par certaines fonctions entières*. Note de M. **Edwin J. Akutowicz**, transmise par M. Paul Montel.

On énonce trois propositions dont chacune exprime des conditions nécessaires et suffisantes portant sur une fonction-poids pour qu'une certaine classe fixe, E_a, des fonctions entières soit dense dans un espace de Banach défini par le poids. Les éléments de E_a sont les transformées de Fourier des mesures complexes finies dont les supports se trouvent à l'intérieur de l'intervalle $[-a, a]$.

1. Soit a un nombre réel positif donné, et désignons par E_a l'ensemble des fonctions qui sont de la forme

$$\varphi(t) = \int e^{it\lambda}\, d\mu(\lambda),$$

où le support de la mesure complexe finie μ ($= \mu_\varphi$) est contenu à l'intérieur de l'intervalle $[-a, a]$. Soit H un espace de Banach des fonctions définies sur la droite réelle tel que $E_a \subset H$. Il est naturel de poser le problème suivant : indiquer des conditions portant sur la norme de H telles que la fermeture $\overline{E}_a$ de E_a dans H soit égale à H.

On étudie les espaces H suivants. Étant donnée une mesure borélienne ω finie et $\geqq 0$ sur la droite, on considère les espaces $H = L^p(d\omega)$, $1 \leqq p < \infty$, avec la norme habituelle. Étant donnée une fonction continue $\Omega(t)$, $-\infty < t < \infty$, à valeurs $\neq 0$, on considère l'espace de Banach $H = C_\Omega$ des fonctions continues, $\psi(t)$, telles que

$$\lim_{|t| \to \infty} \frac{\psi(t)}{\Omega(t)} = 0,$$

C_Ω étant muni de la norme

$$\|\psi\| = \|\psi\|_\Omega = \max_t \left|\frac{\psi(t)}{\Omega(t)}\right|.$$

En utilisant l'ensemble E_a et la norme de H on peut construire une fonction permettant de reconnaître les propriétés qui sont équivalentes à

$$(1) \qquad \inf_{\varphi \in E_a} \|\psi - \varphi\| = 0 \qquad \text{pour toute } \psi \in H,$$

de la façon suivante : nous posons, d'après Mergelyan [1],

$$\mathfrak{A} = \left\{ \varphi : \varphi \in E_a \text{ et } \left\| \frac{\varphi}{1+t} \right\| \leqq 1 \right\}$$

et, pour chaque z complexe,

$$b(z) = \sup_{\varphi \in \mathfrak{A}} |\varphi(z)|.$$

Proposition I. — *Si l'on a $b(z_0) = +\infty$ pour un point z_0 non réel,*

alors $\overline{E}_a = H$. *Réciproquement, si* $\overline{E}_a = H$, *alors* $b(z) = +\infty$ *pour chaque* z *non réel.*

Une condition équivalente dans laquelle interviennent seulement les valeurs de $b(t)$ sur l'axe réel est exprimée par le résultat suivant :

PROPOSITION II. — *Pour qu'on ait* $\overline{E}_a = H$, *il faut et il suffit que*

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\log b(t)}{1+t^2}\, dt = +\infty.$$

Ces résultats sont tout à fait analogues à ceux établis par Mergelyan dans son Mémoire (1) sur l'approximation polynomiale (problème de Bernstein).

2. On peut éclaircir pourquoi l'approximation universelle (1) est associée avec les valeurs infinies de $b(z)$, du moins dans le cas où $H = L^p(d\omega)$, $1 < p < \infty$. Remarquons d'abord que l'approximation (1) est valable si et seulement si

$$\inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z_0} - \varphi(t) \right\| = 0$$

pour *une* valeur de z_0 non réelle. Supposons dès lors que $\overline{E}_a \neq L^p(d\omega)$. Dans cette hypothèse on démontre pour chaque $\theta \in E_a^{\perp}$, $\|\theta\|_q = 1$, $(1/p) + (1/q) = 1$, en posant

$$G(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda t}\, \theta(t)\, d\omega(t) \qquad (-\infty < \lambda < \infty),$$

et

$$B_\theta(z) = \int_0^{\infty} e^{iz\lambda}\, G(\lambda)\, d\lambda \qquad (\operatorname{Im} z > 0),$$

que

$$(2) \qquad \varphi(z) B_\theta(z) = \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(t)\theta(t)}{t - z}\, d\omega(t) \qquad (\operatorname{Im} z > 0),$$

φ étant arbitraire dans E_a. De (2) on déduit immédiatement que

$$|\varphi(z)\, B_\theta(z)| \leq A(z, \mathfrak{A}) < \infty,$$

où $A(z, \mathfrak{A})$ ne dépend pas de $\varphi \in \mathfrak{A}$. Donc

$$(3) \qquad b(z) \sup_\theta |B_\theta(z)| \leq A(z, \mathfrak{A}).$$

Mais nous avons l'égalité

$$(4) \qquad \sup_\theta |B_\theta(z)| = \inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z} - \varphi(t) \right\|.$$

Donc, la quantité

$$\inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z} - \varphi(t) \right\|$$

étant positive, ceci montre que $b(z)$ est forcément fini pour tout z du demi-plan supérieur, et, *mutatis mutandis*, pour tout z du demi-plan inférieur.

La fonctionnelle $B_J(z)$ joue, en outre, un rôle fondamental dans cette théorie.

3. Soit z_0 un nombre arbitraire non réel, et désignons par $C(z_0)$ l'ensemble des fonctions $\varphi \in E_a$ telles que $\varphi(z_0) = 1$. Dans certaines applications le critère suivant est plus maniable que les précédents.

PROPOSITION III. — *Pour qu'on ait* $\overline{E}_a = L^p(d\omega)$, $1 < p < \infty$, *il faut et il suffit que*

$$\inf_{\varphi \in C(z_0)} \left\| \frac{\varphi}{t - z_0} \right\| = 0.$$

4. Ces résultats ont des applications au prolongement des fonctions définies-positives ([2]) et à la construction des classes quasi analytiques des transformées de Fourier.

Bien entendu, toutes les conditions énoncées dans cette Note dépendent d'une manière implicite de la constante a. Il y a lieu de mettre en lumière cette dépendance explicitement, au moins d'une façon asymptotique lorsque $a \to \infty$.

(1) S. N. MERGELYAN, *Ouspekhi Mat. Naouk*, 11, fasc. 5, 1956 (en russe).
(2) E. J. AKUTOWICZ, *Math. Scandinavica*, 7, 1959.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la divergence et la rotation de champs tensoriels.* Note (*) de M. **Joseph Weier**, présentée par M. Henri Villat.

Soit N une n-variété close différentiable. Des champs de tenseurs antisymétriques contrevariants resp. covariants d'ordre r sur N seront dits r-champs, resp. r-cochamps. Si ξ est un tel r-cochamp et A un tel $(r+1)$-champ sur N, la rotation de ξ et la divergence [*voir* par exemple ([2])] de A se définissent par

$$(\mathrm{rot}\,\xi)_{hi_1\ldots i_r} = \frac{1}{r!}\sum \varepsilon^{k_1\ldots k_{r+1}}_{hi_1\ldots i_r}\left(\frac{\partial\xi_{k_2\ldots k_{r+1}}}{\partial x^{k_1}}\right),$$

$$(\mathrm{div}\,A)^{i_1\ldots i_r} = \sum\left(\frac{\partial A_{i_1\ldots i_r h}}{\partial x^h}\right),$$

où la somme est à effectuer sur toutes les permutations $(k_1, \ldots, k_{r+1})$ de $(h, i_1, \ldots, i_r)$ resp. sur les nombres $h = 1, 2, \ldots, n$. Soit η un $(r+1)$-cochamp sur N, on désigne par $\eta.\mathrm{A}$ le produit scalaire des tenseurs η et A.

1. D'abord on voit sans peine que les deux relations suivantes sont des modifications généralisées des théorèmes de Stokes et Green :

$$\int_N (\mathrm{rot}\,\xi)\,A = 0 \quad \text{si } \mathrm{div}\,A = 0, \qquad \int_N \xi\,\mathrm{div}\,A = 0 \quad \text{si } \mathrm{rot}\,\xi = 0.$$

Ces dernières relations permettent des compléments moins élémentaires : Si le $(r+1)$-champ A possède la propriété que $\int(\mathrm{rot}\,\eta).A = 0$ pour *tout* r-cochamp η, alors div A $= 0$. Si ζ est un $(r+1)$-cochamp tel que $\int\zeta.A = 0$ pour tout $(r+1)$-champ A satisfaisant à $\mathrm{div}\,A = 0$, alors il existe un r-cochamp ξ avec $\zeta = \mathrm{rot}\,\xi$.

De plus : si ξ est un r-cochamp jouissant de la propriété que $\int\xi.\mathrm{div}\,B = 0$ quel que soit le $(r+1)$-champ B, alors on a $\mathrm{rot}\,\xi = 0$. Si C est un r-champ avec la propriété que $\int\xi.C = 0$ pour n'importe quel r-cochamp ξ satisfaisant à $\mathrm{rot}\,\xi = 0$, alors il existe un $(r+1)$-champ A tel que $C = \mathrm{div}\,A$.

Évidemment les propositions précédentes sont apparentées à un critère de tensorialité bien connu ([1]). Par rapport à chaque système de coordonnées d'un espace euclidien à n dimensions, soient donnés n^2 nombres D^{ij} de façon que, quel que soit le covecteur (α_k), les n nombres $\Sigma_j \alpha_j D^{ij}$, $i = 1, 2, \ldots, n$, forment les composantes du même vecteur contrevariant; alors (D^{ij}) représente un tenseur contrevariant d'ordre 2.

Si E est un r-champ harmonique ([2]) et E^* un r-cochamp appartenant à E, alors tout r-cochamp θ satisfait à la relation

$$\int_N (\mathrm{rot}\,\mathrm{div}\,\theta^*).E + \int_N E^*.(\mathrm{div}\,\mathrm{rot}\,\theta) = 0,$$

où θ^* est un r-champ appartenant à θ.

2. Soient ξ un r-cochamp sur N avec rot $\xi = 0$, et F un r-champ sur N avec div $F = 0$. Si alors r est suffisamment petit relativement à n, alors il existe une r-variété M en N telle que

$$\int_N \xi . F = \int_M \xi .$$

Plus précisément : à tout entier positif r, on peut faire correspondre un entier positif n tel que M existe.

3. Si R, S sont deux r-variétés différentiables closes orientées situées en N et T un cylindre général en N satisfaisant $\partial T = R - S$, si de plus ω est un r-cochamp sur N tel que rot $\omega = 0$, alors en tenant compte du théorème de Stokes, on a $\int_R \omega = \int_S \omega$. Pour tout point $p \in R$, soit G_p le r-vecteur défini par l'espace affine tangent à la variété R au point p. Alors, (et c'est seulement une autre manière d'écrire), $\int_R \omega = \int_R \omega . G$. Soit maintenant H un r-champ intégrable sur N tel que div $H = 0$. Alors

$$\int_R \omega . H = \int_S \omega . H,$$

équation qui ne résulte plus immédiatement du théorème de Stokes.

4. Soient P une n-variété close et Q une $(n-1)$-variété close située dans P. Soient $P - Q$ différentiable et ω un r-cochamp sur $P - Q$. Si alors U, V sont deux r-variétés différentiables orientées closes situées dons P telles que $\dim (Q \cap U) \leq r - 1$ et $\dim (Q \cap V) \leq r - 1$, et si de plus il existe un cylindre général W satisfaisant $\partial W = U - V$, alors

$$\int_U \omega = \int_V \omega .$$

Pour $Q = 0$, cette relation est un cas spécial du théorème de Stokes.

Remarquons enfin que, d'après rot = dual div dual et div = dual rot dual, les relations précédentes se laissent exprimer à l'aide de div seulement sans emploi de rot, ou à l'aide de rot seulement, si l'on se sert de tenseurs relatifs au lieu des tenseurs absolus employés ci-dessus.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. FAVARD, *Cours de Géométrie différentielle locale*, Paris, 1957, p. 54.

(2) W. V. D. HODGE, *The theory and applications of harmonic integrals*, Cambridge, 1952, p. 107-112.

(3) E. A. MILNE, *Vectorial mechanics*, London, 1948, p. 75.

ANALYSE NUMÉRIQUE. — *Utilisation de matrices vérifiant une équation de degré 2 pour la transmutation de matrices.* Note (*) de M. **Noël Gastinel**, présentée par M. Joseph Pérès.

On montre comment la plupart des opérations classiques d'analyse numérique linéaire sont dues à l'utilisation de certaines matrices, ayant un polynome minimal du second degré, en particulier comment obtenir des matrices semblables à une matrice donnée se prêtant facilement au calcul de leur polynome caractéristique.

1. Pour une matrice K de polynome minimal $m(x) = x^2 - px - q$, de type (n, n) — l'ensemble des matrices de la forme $Z = a.\mathrm{I} + b.\mathrm{K}$, a et b deux éléments arbitraires du corps des scalaires, est un anneau $\mathfrak{A}_k$.

Si l'on pose $\mu = -a/b$ $(b \neq 0)$, une condition nécessaire et suffisante pour que Z soit inversible dans $\mathfrak{A}_k$ est que $m(\mu) \neq 0$ et alors

$$Z^{-1} = \frac{1}{b.m(\mu)}[(p-\mu)\mathrm{I} - \mathrm{K}].$$

2. Les matrices K, les plus simples de polynome minimal du deuxième degré sont celles pouvant être réduites à l'une des deux formes ci-après D ou Δ, avec

$$D = \begin{vmatrix} \lambda & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 0. & & \\ 0 & & \ddots & \\ 0 & & & \ddots \\ 0 & & & & 0 \end{vmatrix} \quad \text{ou} \quad \Delta = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & . & \cdots \\ 0 & & 0. & \\ \vdots & & & \ddots \\ 0 & & & & 0 \end{vmatrix}.$$

Toutes les matrices K ayant ces propriétés sont de la forme $\mathrm{K} = \mathrm{X}.\mathrm{Y}^{\mathrm{T}}$ [X, Y deux vecteurs-colonnes de type $(n, 1)$] le polynome minimal de K étant alors : $m(x) = x^2 - \lambda x$, $\lambda = \mathrm{X}^{\mathrm{T}}.\mathrm{Y}$.

3. Comme premières utilisations de matrices de la forme $Z_i = \mathrm{I} + \mathrm{X}_i.\mathrm{Y}_i^{\mathrm{T}}$, on a les propositions suivantes :

a. Il existe une suite de matrices $Z_1, \ldots, Z_k$, telles que le produit $Z_k.Z_{k-1}\ldots Z_1\mathrm{A} = \mathrm{T}$ soit une matrice triangulaire supérieure (théorème d'élimination de Gauss).

b. Si une matrice A permet l'élimination de Jordan elle est le produit de n matrices Z_i : $\mathrm{A} = Z_1, Z_2, \ldots, Z_n$.

4. La transmuée de A par une matrice $Z = a\mathrm{I} + b\mathrm{K}$ est

$$\mathrm{A}' = Z.\mathrm{A}.Z^{-1} = \frac{\mu^2 - p.\mu}{m(\mu)}\mathrm{A} + \frac{p-\mu}{m(\mu)}\mathrm{K}.\mathrm{A} + \frac{\mu}{m(\mu)}\mathrm{A}.\mathrm{K} - \frac{1}{m(\mu)}\mathrm{K}.\mathrm{A}.\mathrm{K},$$

dans le cas général où le polynome minimal de K est $x^2 - px - q$, et si $\mathrm{K} = \mathrm{X}.\mathrm{Y}^{\mathrm{T}}$ et $\lambda = \mathrm{X}^{\mathrm{T}}\mathrm{Y}$:

$$(1) \qquad \mathrm{A}' = \mathrm{A} - \frac{1}{\mu}\mathrm{X}.(\mathrm{Y}^{\mathrm{T}}\mathrm{A}) + \frac{1}{\mu - \lambda}(\mathrm{A}\mathrm{X}).\mathrm{Y}^{\mathrm{T}} - \frac{1}{\mu(\mu-\lambda)}(\mathrm{Y}^{\mathrm{T}}\mathrm{A}\mathrm{X}).\mathrm{X}.\mathrm{Y}^{\mathrm{T}}.$$

5. On peut transmuer une matrice A par une suite de matrices

$$Z_i = I - \frac{1}{\mu_i}(X_i Y_i^T),$$

de manière à obtenir après $n-1$ telles transformations de la forme de Frobenius $\mathcal{F}$:

$$\mathcal{F} = \begin{vmatrix} 0 & & & p_1 \\ 1 & 0 & & \vdots \\ 0 & 1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \vdots & & 1 & p_n \end{vmatrix}$$

a. Si l'orthogonalité (2) $X_i^T . Y_i = 0$ est assurée, la méthode de réduction est une très légère modification de la méthode de Danilewski ([1]) qu'on retrouve ainsi.

b. Cette réduction peut se faire sans la condition d'orthogonalité (2) et conduit à une autre méthode de calcul :

En prenant pour la transmutation $A^{(k)} \rightarrow A^{(k+1)}$:

$$Y_k = l_{k+2}, \qquad X_k = A_{k+1}^{(k)} - l_{k+2}, \qquad \mu_k = a_{k+2,\,k+1}^{(k)}$$

[l_i, vecteurs-colonnes unités, $A^{(k)}$ de terme général $(a_{ij}^{(k)})$ et de $k+1^0$ colonne $A_{k+1}^{(k)}$].

6. On a ensuite étudié le cas des matrices K pour lesquelles on choisi pour X et Y deux colonnes n'ayant que deux composantes x_l, x_m et y_l, y_m non nulles ($l < m$). Il est facile de prouver les propositions suivantes :

— On peut transmuer la matrice A en A' par $Z = aI + bK$ de sorte que A' ait un élément nul, en m^0 ligne, r^0 colonne et en r^0 ligne et m^0 colonne ($r < l$) et ne diffèrent de A que par les lignes et colonnes de rang l et m.

— Par une suite de transmutations de type précédent on peut obtenir une forme triple diagonale : c'est-à-dire une matrice n'ayant des termes non nuls que sur la diagonale et sur les deux parallèles à celle-ci les plus voisines.

Ayant obtenu cette forme, la détermination du polynome caractéristique se conduit comme dans les méthodes de Lanczos, Givens ([2]).

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) H. Wayland, *Quart. Appl. Math.*, 2, 1945. p. 277-306.

([2]) P. White, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, 6, n° 4, décembre 1958.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Fonctions de transition subordonnées.*
Note (*) de M. **André Meyer**, présentée par M. Maurice Fréchet.

1. Soit X un espace topologique à base dénombrable, localement compact; C_0 l'espace des fonctions réelles continues sur X, tendant vers zéro à l'infini; B' la famille des ensembles mesurables pour toute mesure de Radon sur X; G l'espace des fonctions B' — mesurables et bornées. Soit $P_t(x, A)$ une probabilité de transition de Markov sur (X, B'), telle que le semi-groupe qu'elle définit sur G laisse invariant C_0, et soit fortement continu sur C_0 muni de la norme de la convergence uniforme. Nous noterons $P_t(x, f)$ l'intégrale de la fonction $f \in G$, par rapport à la mesure $P_t(x, A)$. La terminologie utilisée est empruntée à Blumenthal [1] et Hunt [2].

Théorème 1. — *Soit* Ω *un espace muni d'une loi de probabilité* P, $\{X_t(\omega)\}_{t\in R_+}$ *une fonction aléatoire sur* Ω, *à valeurs dans* X, *dont presque toutes les trajectoires sont continues à droite, Markovienne par rapport à une famille de corps boréliens* F_t *de* Ω, *admettant* P_t *comme probabilité de transition.*

Pour tout temps d'arrêt T *relatif à la famille* F_t, *tout événement* U *antérieur à* T, *toute fonction* $f \in G$, *toute variable aléatoire* S *sur le corps borélien des événements antérieurs à* T, *on a*

$$\int_{U\cap\{T<S\}} f\circ X_{S(\omega)}(\omega)\, dP(\omega) = \int_{U\cap\{T<S\}} P_{S(\omega)-T(\omega)}(X_{T(\omega)}(\omega), f)\, dP(\omega).$$

2. Nous appellerons *fonction de transition subordonnée* à P_t une fonction $Q_t(x, A)$ sur $R_+ \times X \times B'$ possédant toutes les propriétés d'une probabilité de transition de Markov excepté celle d'avoir une masse totale égale à 1, et en outre les propriétés :

(1) Pour toute fonction $f \in C_0$, et tout x, la fonction $Q_t(x, f)$ est continue à droite en t;

(2) On a identiquement $Q_t(x, A) \leqq P_t(x, A)$.

Nous dirons qu'un point x est *permanent* pour la fonction Q_t si $Q_t(x, X)$ n'est pas identiquement nul en t. Soit $\mathfrak{X}$ l'ensemble des points permanents : pour tout (t, x) on a $Q_t(x, X - \mathfrak{X}) = 0$. Soit λ un nombre < 0 : le noyau pour les potentiels relatif à Q_t et λ est

$$V^\lambda(x, A) = \int_0^\infty e^{-\lambda t} Q_t(x, A)\, dt \qquad (x \in X,\ A \in B').$$

Le noyau analogue relatif à P_t sera noté U^λ.

3. Dans ce qui suit, Ω sera le sous-ensemble de X^{R_+} formé des trajectoires continues à droite et pourvues d'une limite à gauche en tout point. Pour simplifier la terminologie, nous ne considérerons que des processus

définis sur Ω. Les applications coordonnées seront notées X_t. Pour toute mesure de Radon ν positive et de masse 1 sur X, soit P^ν la loi de probabilité complète, sur le corps borélien engendré par les X_t dans Ω, définie comme dans l'article de Blumenthal cité, admettant P_t comme fonction de transition et ν comme mesure initiale. Le corps borélien β que nous utiliserons sera celui des ensembles mesurables pour toute P^ν. Nous écrirons P^x au lieu de P^{δ_x}. Nous noterons Ω' l'espace produit $\Omega \times \overline{R}_+$, muni du corps borélien produit naturel. La première coordonnée sera notée π, la seconde R.

THÉORÈME 2. — *Pour toute fonction de transition* Q_t *subordonnée à* P_t, *toute mesure initiale* ν, *il est possible de construire une loi de probabilité* $P^{\nu'}$ *sur* Ω', *telle que*

(1) $\pi(P^{\nu'}) = P^\nu$;

(2) $Q_t(x, A) = P'^x\{X_t \in A,\ t < R\}$;

(3) *Il existe une version* $L_t(\omega)$ *de la probabilité conditionnelle* $P^{\nu'}(t<R \mid \pi)$ *sur* Ω, *qui est indépendante de* ν *et possède les propriétés ci-dessous d'une fonctionnelle multiplicative de Markov.*

Définition. — Nous appellerons, d'après R. Fortet, *fonctionnelle multiplicative de Markov* une famille L de fonctions $L_t(\omega)$ sur Ω, telle que :

(1) L'ensemble des ω tels que $L_t(\omega)$ soit une fonction de t comprise entre 0 et 1, continue à droite, et décroissante, est de mesure 1 pour toute loi P^ν.

(2) La fonction $L_t(\omega)$ de ω est mesurable sur le corps borélien engendré par les X_s, $s \leq t$, pour tout t et toute loi P^ν.

(3) Pour chaque couple de nombres positifs u, v, on a la relation $L_{u+v}(\omega) = L_u(\omega).L_v(\omega_u)$ [où ω_u est définie par $X_t(\omega_u) = X_{t+u}(\omega)\ \forall t$] valable hors d'un ensemble négligeable pour toute loi P^ν : si cet ensemble peut être choisi indépendamment de u et v, nous dirons que la fonctionnelle multiplicative est *parfaite.*

THÉORÈME 3. — *Soit* L *une fonctionnelle multiplicative de Markov : si pour* $x \in X$, $f \in G$, *on pose* $Q_t(x, f) = \int_\Omega L_t(\omega).f \circ X_t(\omega)\, dP^x(\omega)$, *on obtient une fonction de transition* Q_t *subordonnée à* P_t, *et* L_t *est une version de la probabilité conditionnelle associée à* Q_t *par le théorème* 2.

4. Nous dirons qu'une fonction de transition subordonnée à P_t satisfait à la condition (3) si : Pour un $\lambda > 0$, le potentiel $V^\lambda(x, 1)$ est une fonction continue à droite sur presque toutes les trajectoires du processus.

THÉORÈME 4. — *A toute fonction de transition subordonnée* Q_t, *on peut associer une autre fonction de transition* Q'_t *subordonnée à* P_t, *telle que :*

(*a*) $Q_t(x, A) \leq Q'_t(x, A)$ *identiquement*;

(*b*) $Q_t(x, A) = Q'_t(x, A)\ \forall A$ *si* x *est permanent pour* Q_t;

(*c*) Q'_t *vérifie la condition* (3).

THÉORÈME 5. — *Si une fonction de transition* Q_t *subordonnée à* P_t *satisfait à la condition* (3), *l'ensemble* $\mathfrak{T}$ *de ses points permanents est presque borélien*

et presque ouvert au sens de Hunt : pour tout $x \in \mathfrak{T}$, *presque toutes les trajectoires issues de* x *restent dans* $\mathfrak{T}$ *pendant un intervalle de temps initial non réduit à* o.

5. Soit T un temps d'arrêt sur Ω : on le prolonge à Ω' en posant $T(\omega') = T(\pi\omega')$. On a alors le théorème suivant, qui a été démontré récemment par Dynkin dans le cas d'une fonctionnelle multiplicative parfaite :

THÉORÈME 6 (« Principe d'Huyghens »). — *Pour toute mesure initiale* ν, *toute fonction* $f \in G$, *tout temps d'arrêt* T *sur* Ω, *tout évènement* U *antérieur à* T, *toute variable aléatoire* S *mesurable sur le corps borélien des évènements antérieurs à* T, *on a la relation*

$$\int_{U \cap \{T < S < R\}} f \circ X_S \, dP'^{\nu} = \int_{U \cap \{T < S\} \cap \{T < R\}} Q_{S-T}(X_T, f) \, dP'^{\nu}.$$

Ce théorème contient la « propriété forte de Markov », en prenant $S = T + t$. Nous proposons, dans le cas où S est un temps constant s, et R est identiquement infini, le nom de « propriété forte de Markov rétrograde » pour le théorème 1.

(1) R. M. BLUMENTHAL, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 85, mai 1957.
(2) G. A. HUNT, *Illinois J. Math.*, 1, septembre 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Conditions de choc dans un fluide doué de coefficients de viscosité et de conductibilité thermique faibles mais non nuls.* Note de MM. **Paul Germain** et **Jean-Pierre Guiraud**, présentée par M. Maurice Roy.

On se propose de montrer que, pour un fluide doué de mécanismes de dissipation, on peut écrire des conditions de choc tenant compte de ces effets pourvu que ceux-ci restent petits. La question a été récemment soulevée (1), (2) et n'a pas, semble-t-il, reçu de réponse satisfaisante.

1. Un écoulement de fluide parfait avec onde de choc (Σ_0) constitue un schéma limite d'un écoulement de fluide siège de phénomènes dissipatifs, définis à partir des trois coefficients usuels. On désigne par ε un paramètre petit caractérisant ces effets, par exemple l'inverse d'un nombre de Reynolds calculé avec une longueur reliée à la courbure de (Σ_0). Le problème est d'obtenir la correction d'ordre ε à apporter au schéma de fluide parfait. Soit (x_1, x_2, z) le système de coordonnées curvilignes orthogonales naturelles associées au problème, basé sur les lignes de courbure de (Σ_0) et les normales à cette surface, z désignant la distance à (Σ_0). On s'attend à ce que toute grandeur caractéristique de l'écoulement soit représentable sous la forme

$$(1)\qquad f(x_1, x_2, z) = \frac{1}{2}\{f^+(x_1, x_2, z; \varepsilon) + f^-\} + \frac{1}{2}\{f^+ - f^-\}\tilde{f}\left(x_1, x_2, \frac{z}{\varepsilon}; \varepsilon\right),$$

la fonction $\tilde{f}(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon)$ tendant exponentiellement vers ± 1 lorsque ζ tend vers $\pm\infty$. Les fonctions $f^\pm$, très régulières en z dans un ouvert contenant $z = 0$, sont développables selon les puissances de ε, mais il manque pour déterminer ces développements, des conditions de choc : $[f] = (f^+ - f^-)_{z=0}$. Pour obtenir ces conditions il faut faire appel à la structure interne de l'onde de choc, c'est-à-dire au système des

$$f(\varepsilon\zeta, \varepsilon) = \bar{f}(\zeta, \varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \bar{f}^{(n)}(\zeta).$$

L'existence et l'unicité des solutions des systèmes différentiels que vérifient les $\bar{f}^{(n)}$ est acquise pour $n = 0, 1$, et elle est très probable pour $n > 1$. Mais, la considération d'une surface de contrôle cylindrique K_δ, s'appuyant sur une courbe (Γ) de (Σ_0), limitée à des bases $A_{\pm\delta}$ d'équations $z = \pm\delta$, permet, à l'aide des équations de Navier sous forme globale, d'obtenir les conditions de choc cherchées.

2. Examinons en détail le cas de l'équation de conservation de la masse. Soient u_1, u_2, w les composantes de la vitesse sur le repère ortho-normal $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ associé aux coordonnées (x_1, x_2, z), et soit $\vec{u} = u_1\vec{e}_1 + u_2\vec{e}_2$. L'équa-

tion de conservation de la masse s'écrit

$$(2)\qquad \iint_{A_{+\delta}} \rho w\, d\sigma - \iint_{A_{-\delta}} \rho w\, d\sigma + \iint_{K_\delta} \rho \vec{u}.\vec{n}\, d\sigma = 0.$$

La fonction ρw est de la forme (1), alors, pourvu que $\lim_{\varepsilon \to 0} \varepsilon^{-n} \exp[-\delta(\varepsilon)/\varepsilon] = 0$ pour tout n, la différence des deux intégrales dans (2) se présente comme la somme d'un terme d'ordre supérieur à toute puissance de ε, du terme $\iint_{A_0} [\rho w]\, d\sigma$, et d'une série de puissances de $\delta(\varepsilon)$ dont les coefficients, fonctions de x_1, x_2, ε, sont formés à l'aide des valeurs de $\rho^\pm$, $w^\pm$ et de leurs dérivées partielles en $z = 0$. Maintenant, l'intégrale étendue à K_δ s'exprime comme superposition d'une intégrale en z étendue à l'intervalle $[-\delta, +\delta]$ et d'une intégrale curviligne étendue à (Γ). L'intégrale en z est celle d'une fonction de la forme (1). Soient donc $F^\pm$ les primitives en z de $f^\pm$, qui vérifient $(F^\pm)_{z=0} = 0$; il est facile de former une fonction $\hat{f}(\zeta)$ dont la primitive en z se comporte comme F^+ et F^- dans chacun des ouverts $z \lessgtr 0$; il est alors clair que l'intégrale $\int_{-\delta}^{+\delta} f\, dz$ est la somme d'un terme d'ordre supérieur à toute puissance de ε, d'une série en $\delta(\varepsilon)$ et de la fonction

$$(3)\qquad \varepsilon f^*(x_1, x_2; \varepsilon) = \varepsilon \int_{-\infty}^{+\infty} \{\overline{f}(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon) - \hat{f}(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon)\}\, d\zeta.$$

Dans ces conditions, avec une erreur inférieure à toute puissance de ε, la formule (2) donne

$$(4)\qquad \iint_{A_0} [\rho w]\, d\sigma + \varepsilon \int_{\Gamma} (\rho \vec{u})^* \vec{u}\, d\sigma = 0.$$

3. En refaisant le raisonnement précédent sur les autres équations du mouvement, et en transformant les intégrales curvilignes le long de (Γ) en intégrales de surface sur (Σ_0), on obtient les conditions de choc cherchées. On peut alors obtenir une solution des équations de Navier, valable localement au voisinage de (Σ_0), à l'aide de deux développements. Le développement extérieur mène à des équations aux dérivées partielles du type équations des fluides parfaits avec sources réparties et conditions de choc, conduisant à poser deux problèmes de Cauchy. Le développement intérieur mène à des systèmes différentiels ordinaires avec conditions aux limites à $\pm\infty$. Conditions de choc pour les équations extérieures et conditions à l'infini pour les équations intérieures sont exactement complémentaires.

Nous donnons ci-dessous les conditions de choc valables à $O(\varepsilon^2)$ près. Les notations relatives aux variables mécaniques sont les notations usuelles. Les coefficients de la première forme fondamentale de (Σ_0) sont notés H_1^2, H_2^2; les courbures principales sont notées K_1/H_1, K_2/H_2; U_1 et U_2 sont les composantes tangentielles de la vitesse sur (Σ_0). Les opérations ,1 et ,2 désignent des dérivations partielles par rapport à x_1 et x_2; l'opération [ ]

indique une différence à prendre de part et d'autre de (Σ_0); l'opération * indique une intégration à effectuer de $-\infty$ à $+\infty$ sur les valeurs fournies par les études classiques relatives à la structure interne de l'onde de choc, non sans avoir au préalable retranché une fonction convenable comme il a été indiqué à propos de (3). Notons enfin que toutes les variables sont sans dimension et que ε désigne l'inverse du nombre de Reynolds

$$(5)\qquad [\rho w] = -\varepsilon\{(\rho^* U_1 H_2)_{,1} + (\rho^* U_2 H_1)_{,2}\};$$

$$(6)\qquad [\rho w u_i] = \varepsilon\left\{\left[\mu\frac{\partial u_i}{\partial z} + \frac{\mu}{H_i}(w_{,i} - K_i U_i)\right]\right.$$
$$- \frac{1}{H_1 H_2}((\rho^* U_i^2 H_j)_{,i} + (\rho^* U_i U_j H_i)_{,j})$$
$$\left. - \frac{1}{H_1 H_2}\rho^* U_j (U_i H_{i,j} - U_j H_{j,i}) + \frac{1}{H_i}\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - p\right)^*_{,i}\right\} \qquad (i \neq j = 1, 2);$$

$$(7)\qquad [p + \rho w^2] = \varepsilon\left\{\left[(\lambda + 2\mu)\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\lambda}{H_1 H_2}((H_2 U_1)_{,1} + (H_1 U_2)_{,2}) + \lambda w\left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right)\right]\right.$$
$$\left. - \rho^*\left(\frac{K_1 U_1^2}{H_1} + \frac{K_2 U_2^2}{H_2}\right) + \left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right)\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - p\right)^*\right\};$$

$$(8)\qquad \left[\rho w\left(h + \frac{q^2}{2}\right)\right] = \varepsilon\left\{\left[\mu\left(\frac{U_1 W_{,1}}{H_1} + \frac{U_2 W_{,2}}{H_2} + U_1\frac{\partial u_1}{\partial z} + U_2\frac{\partial u_2}{\partial z} - \frac{K_1 U_1^2}{H_1} - \frac{K_2 U_2^2}{H_2}\right)\right.\right.$$
$$+ \frac{\lambda w}{H_1 H_2}((H_2 U_1)_{,1} + (H_1 U_2)_{,2})$$
$$\left. + \lambda w^2\left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right) + (\lambda + 2\mu) w\frac{\partial w}{\partial z} + k\frac{\partial T}{\partial z}\right]$$
$$+ \frac{1}{H_1 H_2}\left(U_1 H_2\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - \rho h - \rho\frac{q^2}{2}\right)^*\right)_{,1}$$
$$\left. + \frac{1}{H_1 H_2}\left(U_2 H_1\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - \rho h - \rho\frac{q^2}{2}\right)^*\right)_{,2}\right\}.$$

(1) L. I. SEDOV, M. P. MIKHAILOVA et G. G. CHERNYI, *Vest. Mosk. Un.*, 3, 1953, p. 95-100.
(2) R. F. PROBSTEIN et N. H. KEMP, *Avco. Res. Lab.*, R. R. 48, décembre 1959.

AÉROMAGNÉTODYNAMIQUE. — *Sur l'attachement des ondes de choc dans les écoulements à deux dimensions.* Note (*) de M. **Henri Cabannes**, présentée par M. Joseph Pérès.

On discute, en fonction de l'angle du dièdre, de la vitesse du fluide, du champ magnétique et de l'indice adiabatique, les conditions d'existence d'une onde de choc attachée à la pointe d'un dièdre.

1. Nous considérons un fluide compressible doué d'une conductivité électrique infinie; la conductivité thermique et la viscosité sont négligées. Un écoulement uniforme étant réalisé, nous désignons par $\vec{V}_1$ la vitesse du fluide, $\vec{H}_1$ le champ magnétique (supposé colinéaire à $\vec{V}_1$), p_1 la pression, ρ_1 la masse spécifique; la perméabilité magnétique μ et l'indice adiaba-

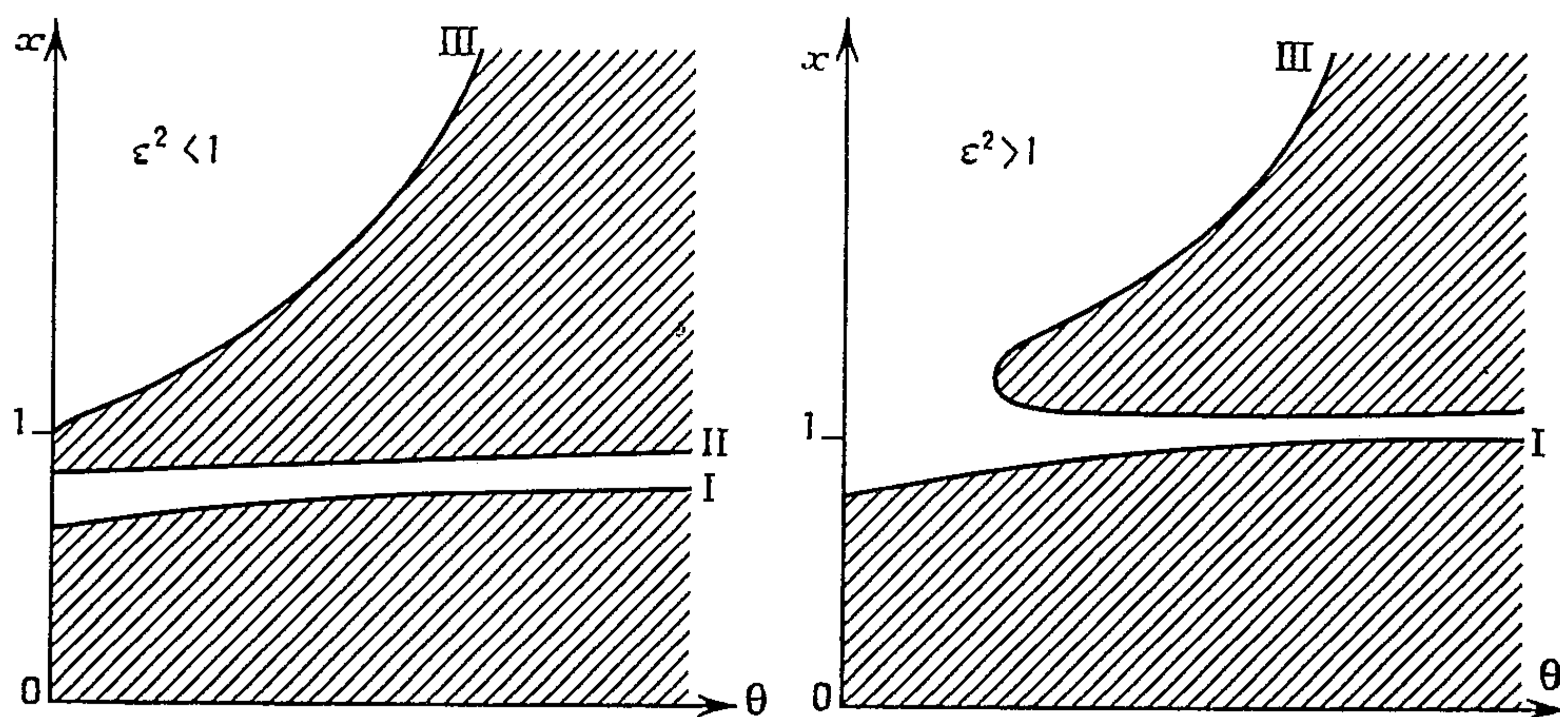


Fig. 1. — Champ magnétique faible.
Fig. 2. — Champ magnétique fort.

tique γ sont supposés constants. Un dièdre de demi-angle au sommet θ, d'arête perpendiculaire à $\vec{V}_1$ est placé dans le fluide; le plan bissecteur intérieur du dièdre étant parallèle à $\vec{V}_1$, nous supposons remplies les conditions pour qu'une onde de choc soit attachée à l'arête du dièdre. Si nous introduisons les paramètres sans dimensions $x^2 = \rho_1 V_1^2/\gamma p_1$ et $\varepsilon^2 = \mu H_1^2/4\pi\gamma p_1$, l'angle β que font les plans du choc avec le plan bissecteur intérieur du dièdre est donné par l'équation (1), dont seules les racines qui vérifient l'inégalité (3) sont à considérer. Cette inégalité exprime que la variation d'entropie à la traversée de l'onde de choc est positive ou nulle; en se limitant aux valeurs de l'angle β comprises entre 0 et π, elle se résout, compte tenu de l'équation (1), sous la forme (4).

Pour $x^2 = \varepsilon^2$, on obtient le choc exceptionnel $\beta = (\pi/2) + (\theta/2)$ pour lequel la pression et la température sont continues tandis que la vitesse du fluide et le champ magnétique sont continus en grandeur et discontinus en direction.

$$(1) \qquad a \operatorname{tg}^5\beta + b \operatorname{tg}^4\beta + c \operatorname{tg}^3\beta + d \operatorname{tg}^2\beta + e \operatorname{tg}\beta + f = 0;$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} a &= (x^2 - \varepsilon^2)\left\{ -\frac{\gamma - 1}{2} x^2 + \frac{\gamma + 1}{2} \varepsilon^2 - 1 \right\} \operatorname{tg}\theta - \frac{\varepsilon^4}{2} \operatorname{tg}^3\theta, \\ b &= (x^2 - \varepsilon^2)(x^2 - 1) + \left\{ (\gamma - 1) x^4 - \left(\frac{3\gamma + 2}{2} \varepsilon^2 - 2 \right) x^2 + \varepsilon^2 \left(\frac{\gamma\varepsilon^2}{2} - 2 \right) \right\} \operatorname{tg}^2\theta, \\ c &= \left\{ -\frac{\gamma + 5}{2} x^4 + \left(\frac{3\gamma + 2}{2} \varepsilon^2 - 1 \right) x^2 - \varepsilon^2 (\gamma\varepsilon^2 + \varepsilon^2 + 1) \right\} \operatorname{tg}\theta \\ &\quad + \left\{ -\frac{\gamma - 1}{2} x^4 + \left(\frac{\gamma + 2}{2} \varepsilon^2 - 1 \right) x^2 - \varepsilon^2 (\varepsilon^2 - 1) \right\} \operatorname{tg}^3\theta, \\ d &= -(\varepsilon^2 + 1) x^2 + \varepsilon^2 + \left\{ (\gamma + 2) x^4 - (2\gamma\varepsilon^2 + \varepsilon^2 - 1) x^2 + \varepsilon^2 (\gamma\varepsilon^2 - 1) \right\} \operatorname{tg}^2\theta, \\ e &= \left\{ \left(\frac{\gamma + 2}{2} \varepsilon^2 + 2 \right) x^2 - \varepsilon^2 \left(\frac{\gamma + 1}{2} \varepsilon^2 + 2 \right) \right\} \operatorname{tg}\theta \\ &\quad + (x^2 - \varepsilon^2) \left\{ -\frac{\gamma + 1}{2} x^2 + \frac{\varepsilon^2}{2} - 1 \right\} \operatorname{tg}^3\theta, \\ f &= -(x^2 - \varepsilon^2) \left(\frac{\gamma\varepsilon^2}{2} + 1 \right) \operatorname{tg}^2\theta; \end{aligned} \right.$$

$$(3) \qquad 1 + \gamma x^2 \frac{\sin\theta \sin\beta}{\cos(\beta - \theta)} - \frac{\gamma}{2} \varepsilon^2 \frac{\sin\theta}{\sin(\beta - \theta)} \frac{\sin\beta + \cos\theta \sin(\beta - \theta)}{\sin(\beta - \theta)\cos(\beta - \theta)} \geqq \left\{ \frac{\operatorname{tg}(\beta - \theta)}{\operatorname{tg}} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{x^2} \right) + \frac{\varepsilon^2}{x^2} \right\}^{-\gamma};$$

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{\pi}{2} + \theta \geqq \beta \qquad \text{pour} \quad x^2 < \varepsilon^2, \\ &\beta \geqq \frac{\pi}{2} + \theta \qquad \text{pour} \quad x^2 > \varepsilon^2. \end{aligned} \right.$$

2. Dans un travail précédent ([1]), nous avons indiqué comment se présentent les solutions de l'équation (1) et nous avons calculé la « pression totale » et la température sur le dièdre. L'objet de cette Note est d'indiquer les résultats qu'on déduit de l'étude du résultant de l'équation (1) et de l'équation obtenue en annulant la dérivée du premier membre par rapport à $\operatorname{tg}\beta$, le résultant n'étant considéré que pour les valeurs de $\operatorname{tg}\beta$ qui vérifient l'inégalité (3).

Les quantités γ, ε^2 et θ étant fixes, l'angle β du choc varie avec le paramètre x; lorsque la valeur de β cesse d'être réelle, le résultant s'annule et l'onde de choc se détache du dièdre. Les quantités γ et ε^2 étant fixes, on obtient ainsi en fonction de l'angle du dièdre la vitesse de détachement du choc. Pour un champ magnétique faible ($\mu H_1^2 < 4\pi\gamma p_1$), la courbe $x(\theta)$ possède trois branches, I, II, III, d'ordonnées à l'origine respectives $\varepsilon/\sqrt{1 + \varepsilon^2}$, ε et 1 (*fig.* 1); dans les régions hachurées, le choc est détaché lorsqu'il existe; dans les autres régions, il existe un choc attaché; lorsque le champ magnétique est nul, les branches I et II sont confondues avec l'axe $x = 0$ et l'on retrouve les résultats de l'aérodynamique classique.

Pour un champ magnétique fort ($\mu H_1^2 > 4 \pi \gamma p_1$), la courbe $x(\theta)$ ne possède que deux branches, I et III (*fig.* 2); le choc, lorsqu'il existe, est encore détaché dans les régions hachurées, tandis que, dans la région restante, il existe une onde attachée. Les calculs ont été effectués à l'O. N. E. R. A. pour la valeur $\gamma = 7/5$ de l'indice adiabatique. La famille des courbes formée par les branches I est représentée sur la figure 3. La

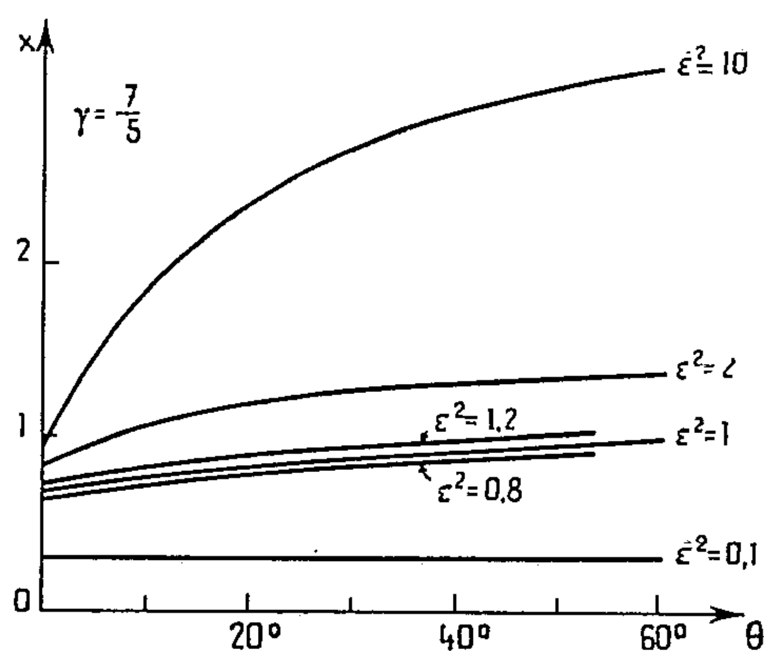


Fig. 3

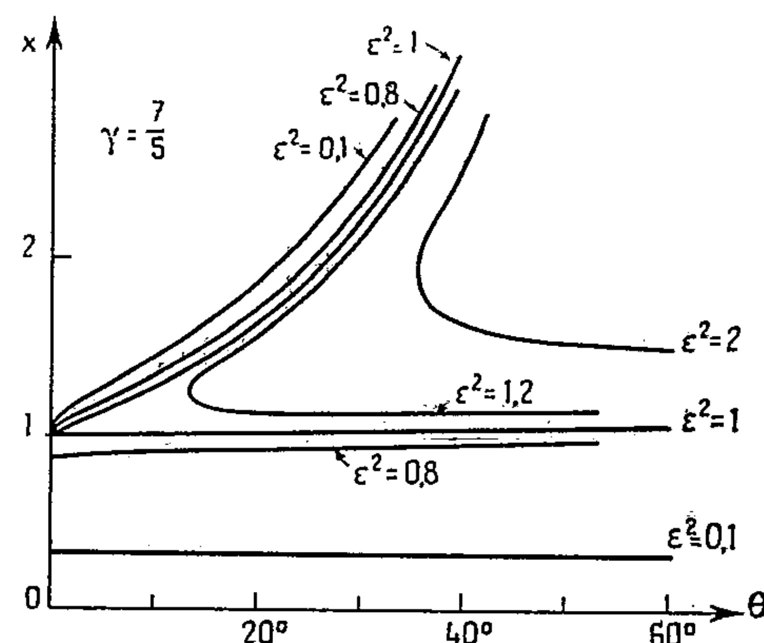


Fig. 4

famille des courbes formée par les branches II et III est représentée sur la figure 4; toutes les courbes sont asymptotes à la droite définie par l'équation $\gamma \sin \theta = 1$. Lorsque l'angle θ est supérieur à la valeur limite arc sin γ^{-1}, les ondes de choc qui correspondent à la vitesse de propagation rapide sont toujours détachées, tandis que les ondes de choc qui correspondent à la vitesse de propagation lente peuvent encore être attachées.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) *La Recherche Aéronautique*, n° 71, 1959, p. 3-9.

MAGNÉTODYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur une correspondance entre certains écoulements de magnétodynamique des fluides et ceux de la dynamique des gaz.* Note de M. **Roger Peyret**, présentée par M. Joseph Pérès.

En introduisant une correspondance entre les grandeurs caractérisant un fluide donné et celles d'un fluide fictif, on montre que les équations régissant les écoulements de magnétodynamique du fluide donné se ramènent à celles de la dynamique des gaz pour le fluide fictif. Et ceci, que l'écoulement soit continu ou qu'il y ait choc.

I. Imai dans une récente Communication [1] a montré que l'étude des écoulements d'un fluide parfait, à entropie constante et parfaitement conducteur, lorsque le champ magnétique est parallèle à la vitesse, peut être ramenée à l'étude des écoulements de la dynamique des gaz ordinaire d'un fluide fictif.

A. A. Blank et H. Grad ont étudié le même problème dans le cas d'un fluide incompressible [2].

La présente Note a pour objet d'établir une correspondance analogue pour des écoulements à entropie variable. Il ne suffit pas alors d'introduire, comme l'a fait I. Imai, les seules grandeurs cinématiques du fluide fictif; il faut en outre définir complètement les propriétés thermodynamiques de ce dernier fluide.

1. On considère les écoulements stationnaires d'un fluide parfait, compressible, parfaitement conducteur, soumis à des effets magnétiques tels que l'induction $\vec{B}$ est collinéaire à la vitesse $\vec{V}$. Dans le repère considéré le champ électrique est donc nul. On désigne par p la pression; par ω, s, h et e respectivement le volume, l'entropie, l'enthalpie et l'énergie interne spécifiques; par T la température absolue; par ρ l'inverse de ω. En posant

$$\vec{B} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\rho\vec{V}. \tag{1}$$

On montre [3] en particulier que l'équation de Bernoulli garde sa forme habituelle

$$h + \frac{V^2}{2} = h_0 \tag{2}$$

et que ω_1 et h_0 sont constantes sur une ligne de courant; elles peuvent donc être considérées comme des fonctions de s.

2. Les grandeurs relatives au fluide fictif sont représentées par des symboles surlignés, leur signification étant la même que celle des symboles utilisés pour le fluide donné. On pose

$$\bar{\omega} = \omega - \omega_1, \tag{3}$$

$$\bar{\omega}\vec{\bar{V}} = \omega\vec{V}, \tag{4}$$

(5) $$\vec{\overline{B}} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\rho\vec{V} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\overline{\rho}\,\vec{\overline{V}},$$

(6) $$\overline{p} = p + \frac{B^2}{2\mu},$$

(7) $$\overline{s} = s.$$

On notera que la relation (4) exprime l'égalité du débit massique pour les deux écoulements, et que $\overline{p}$ est bien la somme de la pression ordinaire et de la pression magnétique.

Il est aisé, compte tenu de (1), (2) et (6), d'avoir la loi d'état du fluide fictif :

(8) $$\overline{p} = p(\omega_1 + \overline{\omega}, \overline{s}) + \frac{\omega_1}{(\omega_1 + \overline{\omega})^2}[h_0 - h(\omega_1 + \overline{\omega}, \overline{s})].$$

La dérivée partielle par rapport à $\overline{\omega}$ de l'énergie interne spécifique $\overline{e}$, $\overline{s}$ restant constante, doit être égale à $-\overline{p}$; $\overline{e}$ peut donc être définie par

(9) $$\omega\overline{e} - \overline{\omega}e = \omega_1 h_0.$$

La dérivée partielle de $\overline{e}$ par rapport à $\overline{s}$, $\overline{\omega}$ constant, définit alors la température absolue $\overline{T}$:

(10) $$\omega\overline{T} - \overline{\omega}T = (\omega_1 h_0)' - \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega}\right)\left[\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega}\right)h + \frac{\omega_1}{\omega}h_0\right]\omega'_1.$$

3. Les équations de l'écoulement, continu ou non, du fluide donné s'écrivent

(11) $$\iint_S \vec{B}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(12) $$\iint_S \rho\vec{V}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(13) $$\iint_S \left[\rho\vec{V}(\vec{V}.\vec{n}) + p\vec{n} - \frac{1}{\mu}\vec{B}(\vec{B}.\vec{n}) + \frac{B^2}{2\mu}\vec{n}\right]d\sigma = 0,$$

(14) $$\iint_S \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}\right)\rho\vec{V}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

S est une surface fermée arbitraire; $d\sigma$ est l'élément d'aire de cette surface et $\vec{n}$ le vecteur unitaire de sa normale extérieure.

Effectuant la transformation on trouve que ces équations sont vérifiées si

(15) $$\iint_S \overline{\rho}\vec{\overline{V}}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(16) $$\iint_S \left[\overline{\rho}\vec{\overline{V}}(\vec{\overline{V}}.\vec{n}) + \overline{p}\vec{n}\right]d\sigma = 0,$$

(17) $$\iint_S \left(\overline{e} + \frac{\overline{p}}{\overline{\rho}} + \frac{\overline{V}^2}{2}\right)\overline{\rho}\vec{\overline{V}}.\vec{n}\,d\sigma = 0.$$

Ces équations sont celles d'un écoulement, continu ou non, de la dynamique des gaz ordinaire, pour le fluide fictif introduit.

On notera que la façon de définir $\bar{c}$ ne donnait cette grandeur qu'à une fonction de $\bar{s}$ près, mais la considération de l'équation (17) dans le cas d'un choc impose la relation (9).

La correspondance définie ramène donc les problèmes d'écoulements magnétodynamiques du type considéré aux problèmes bien connus de la dynamique des gaz.

4. L'équation (3) montre que la correspondance est singulière pour $\omega = \omega_1$ et que $\bar{\omega}$ devient négatif pour $\omega < \omega_1$: Le fluide fictif aurait alors un volume spécifique négatif. Une étude plus poussée est nécessaire pour voir ce que devient la correspondance dans ces deux cas.

Si l'on s'en tient au cas $\omega > \omega_1$, c'est-à-dire si le nombre d'Alfven est supérieur à 1, ce qui correspond à un champ magnétique pas trop intense, on remarque que si l'équation d'état $p = g(\omega, s)$ du fluide donné vérifie les conditions de Weyl :

$$g_\omega < 0, \qquad g_{\omega\omega} > 0, \qquad g_s > 0$$

(la lettre en indice représente une dérivation partielle par rapport à cette lettre), alors l'équation d'état $\bar{p} = \bar{g}(\bar{\omega}, \bar{s})$ du fluide fictif vérifiera :

1° $\bar{g}_{\bar{\omega}} < 0$ pour toutes valeurs du nombre de Mach de l'écoulement réel M et de ω_1;

2° $\bar{g}_{\bar{\omega}\bar{\omega}} > 0$ pour $M \geqq 1$ et pour tout ω_1; ou pour $M < 1$ pourvu que

$$\omega_1 < \frac{2\Gamma\omega}{3(1-M^2)+2\Gamma},$$

Γ est un coefficient sans dimensions tel que $g_{\omega\omega} = 2\rho^3 c^2 \Gamma$;

3° Le signe de $\bar{g}_{\bar{s}}$ dépend de $\omega_1(s)$ et de $h_0(s)$; mais si ces grandeurs sont des constantes, alors $\bar{g}_{\bar{s}} > 0$ pourvu que

$$\omega_1 < \frac{\omega^2}{\omega g_s + T} = \frac{\omega^2}{(h_s)_\omega}.$$

5. La correspondance ainsi établie permet donc d'étendre sans aucune difficulté les résultats classiques de la dynamique des gaz aux écoulements de magnétodynamique considérés.

(1) I. Imai, *Some remarks on flows of conducting fluid past bodies. Symposium on magnéto-fluid dynamics*, Williamsburg, 1960. A paraître dans *Revue of Modern Physics.*

(2) A. A. Blank et H. Grad, *Fluid dynamical analogies*, N. Y. O. 6486. *Notes on Magnetohydrodynamics*, VII, New-York University, 1958.

(3) P. Germain, *La Recherche Aéronautique*, janvier 1960.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence de la pression sur les modules de cisaillement principaux de la périclase* (MgO) *et du fluorure de lithium.* Note (*) de Mlle **Christiane Susse**, présentée par M. Gustave Ribaud.

La périclase et le fluorure de lithium appartiennent au système cubique et possèdent trois constantes élastiques indépendantes : c_{11}, c_{44} et c_{12}. Pour chacun d'eux on peut définir avec Zener [1] deux modules de cisaillement principaux, à savoir : $C \equiv c_{44}$ qui correspond à un cisaillement appliqué à un plan (110) dans la direction [010] et $C' \equiv (c_{11} - c_{12})/2$ qui correspond à un cisaillement appliqué à un plan (110) dans la direction $[1\bar{1}0]$.

L'étude des vibrations de torsion d'éprouvettes cylindriques d'orientation (100) et (110) conduit de façon simple au calcul de ces modules [2]. En effet, si f est la fréquence de résonance de ces vibrations, h le rang de l'harmonique considéré, ρ et l la densité et la longueur de l'éprouvette, le module de torsion G est donné par

$$G = \frac{h^2}{4 l^2 f^2 \rho}, \qquad (1)$$

où

$$G = s_{44} = \frac{1}{c_{44}}$$

pour une éprouvette d'orientation [100] et

$$G = \frac{1}{2} s_{44} + s_{11} - s_{12} = \frac{1}{2 c_{44}} + \frac{1}{c_{11} - c_{12}}$$

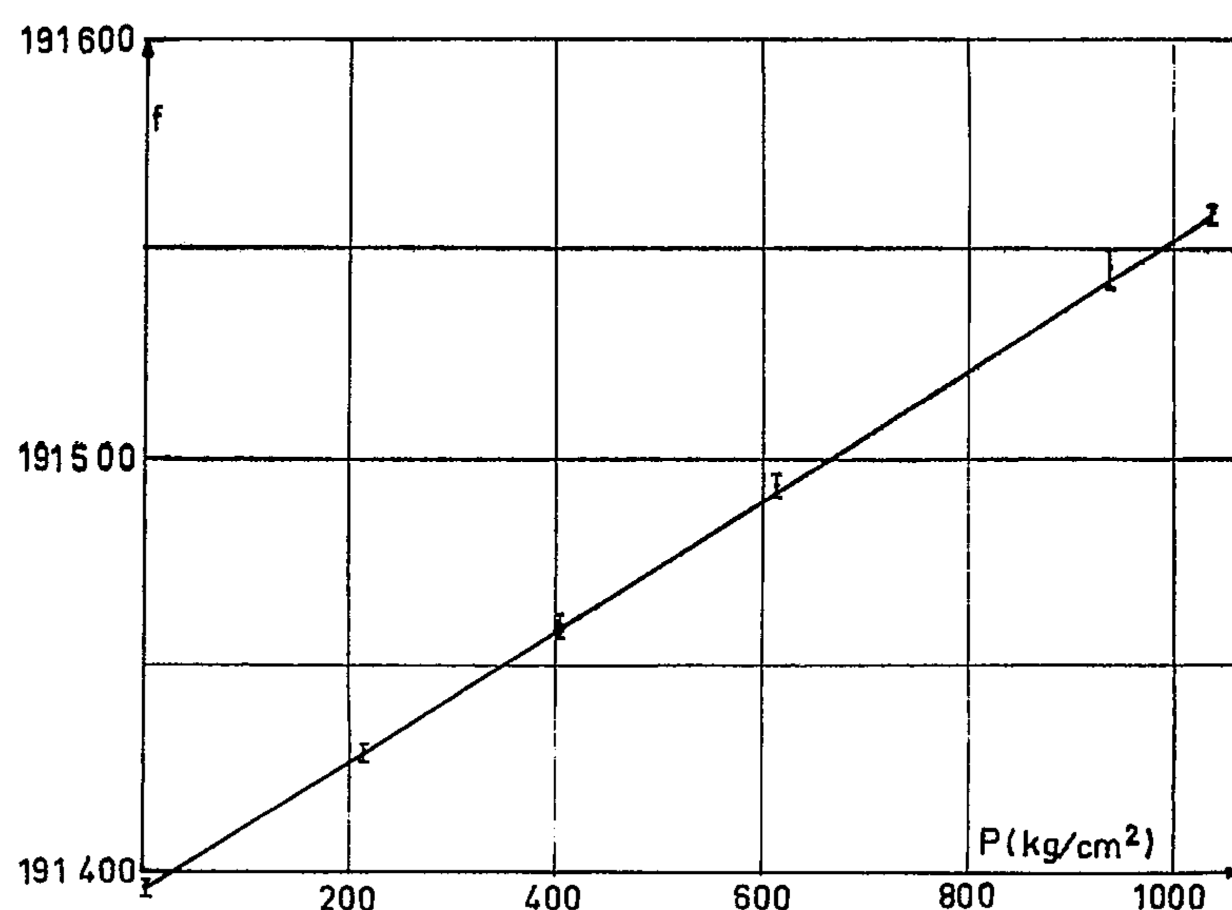
pour une éprouvette d'orientation [110].

Nous avons utilisé pour nos mesures la même méthode que pour nos travaux à haute température [1]. Les cylindres de périclase ont été obtenus à partir de gros blocs de magnésie électrofondue fournie par la Compagnie Norton, ceux du fluorure de lithium ont été obtenus au Conservatoire National des Arts et Métiers [3]. L'orientation de l'axe des éprouvettes a été vérifiée à l'aide des rayons X; la plus grande erreur d'orientation était de 3° pour l'éprouvette [100] de fluorure de lithium. Pour chaque éprouvette on a calculé quand il y avait lieu la correction correspondante à appliquer au module mesuré.

Afin d'obtenir une résonance très aiguë et par là une grande précision dans la mesure des fréquences de résonance, nous avons fait polir très soigneusement les faces extrêmes des éprouvettes. La longueur de celles-ci a ainsi pu être définie à 0,25 μ près environ, c'est-à-dire à mieux que 10^{-5} de sa valeur dans tous les cas. Dans le même but, nous avons utilisé comme fils de transmission des vibrations, des fils d'un diamètre de 0,1 mm au lieu de 0,2 mm, dimension utilisée dans nos précédents travaux.

Comme gaz compresseur nous avons employé de l'azote dont la pression était mesurée par un manomètre de précision, de la maison Heise, préalablement étalonné par comparaison avec une balance manométrique. L'erreur maximale était inférieure à 1 kg/cm² à 1000 kg/cm², limite supérieure du domaine de pression étudié.

La température des éprouvettes était mesurée à l'aide d'un thermocouple cuivre-constantan. Grâce à un dispositif de thermostatisation de l'enceinte sous pression, les mesures ont pu être effectuées à des températures toutes situées dans un intervalle de 0,2° C autour de 20° C. On a



ramené tous les résultats à 20° C en utilisant les valeurs des coefficients $d\ln f/dT$ tirées de nos mesures à hautes températures [4], [5]. L'erreur sur la pression est négligeable par rapport à l'erreur sur f qui est elle-même presque toujours inférieure à 10^{-5} en valeur relative et ne dépasse jamais 2.10^{-5}.

La figure 1 qui est un exemple de l'allure que présentent tous nos résultats montre qu'à la précision près des mesures, la fréquence de résonance varie linéairement avec la pression. Il en est, par conséquent, de même du coefficient élastique correspondant. On déduit, en effet, de la relation (1) l'égalité suivante :

$$(2)\qquad \frac{d}{dp}\ln G = -2\frac{d}{dp}\ln f - 2\frac{d}{dp}\ln l - \frac{d}{dp}\ln\rho = -2\frac{d}{dp}\ln f - \frac{\chi_T}{3},$$

χ_T étant la compressibilité cubique isotherme de l'éprouvette. χ_T se calcule à partir de nos valeurs de χ_S à pression atmosphérique [4], [5] à l'aide de la relation

$$\chi_T = \chi_S + \frac{9\,T\,\alpha^2}{\rho\,C_p},$$

où T est la température absolue, α le coefficient de dilatation thermique et C_p la chaleur spécifique à pression constante. Les valeurs de $(\partial \ln M/\partial p)_T$, (M = C, C′) ainsi obtenues à partir des valeurs de G sont réunies dans un tableau.

	M.	M (10^{-11} dynes.cm^{-2}).	$\left(\frac{\partial \ln M}{\partial p}\right)_T$ (10^{-6} cm^2.kg^{-1}).
LiF.	C	$6,35_7$	2,17 ± 0,05
	C′	$3,38_7$	10,43 ± 0,19
MgO.	C	15,75	0,639 ± 0,037
	C′	10,03	3,27 ± 0,11

Les résultats de cette étude sont en accord avec ceux de Lazarus (7) et de Daniels et Smith (8) concernant d'autres monocristaux minéraux et métalliques, comprimés jusqu'à 10 000 bars et montrent le caractère linéaire de l'effet de la pression sur les constantes élastiques dans le domaine étudié. Ils montrent, en outre, que l'obtention des valeurs de la pente à l'origine des courbes $c_{ij}(p)$, quantité d'un intérêt théorique considérable, ne nécessite pas l'utilisation de très hautes pressions et qu'une méthode de mesure très précise des c_{ij} dans un domaine de pression relativement modeste comme le nôtre, permet de connaître cette pente avec une précision satisfaisante. Dans le cas présent celle-ci est en effet de 2 % pour LiF, de 3 et 6 % respectivement sur C et C′ pour MgO.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) C. Zener, *Elasticity and anelasticity of metals*, Chicago, 1948, chap. II.

(2) L'étude des vibrations longitudinales qui conduit dans le cas d'éprouvettes d'orientation [100] au calcul de c_{11} n'est pas possible sous pression à cause de l'amortissement très important de ces vibrations sous l'effet du gaz compresseur.

(3) On trouvera une description détaillée des éprouvettes et de leur usinage dans des publications précédentes (4), (5).

(4) C. Susse, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 910.

(5) C. Susse, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 3149.

(6) C. Susse, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1174.

(7) D. Lazarus, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 543.

(8) W. B. Daniels et C. S. Smith, *Phys. Rev.*, 111, 1958, p. 713.

ASTROPHYSIQUE. — *Interprétation d'un diagramme d'indices de couleur*. Note (*) de Mme **Anne-Marie Rozis-Saulgeot**, présentée par M. André Danjon.

Nous montrons que le diagramme d'indices de couleur récemment publié par Schalén (1) dans une étude sur le rougissement interstellaire présente une grande analogie avec le diagramme φ_b, B — V que nous avons étudié (2), (3). L'explication de l'aspect du diagramme est la même.

Dans une étude sur le rougissement interstellaire dans la région du *Cygne*, Schalén étudie la relation entre les deux indices de couleur et C_{453}^{635} et C_{406}^{453}.

L'étude de la relation entre ces deux indices amène l'auteur à conclure que, tandis que quelques étoiles sont déplacées en ligne droite sur le diagramme par l'absorption interstellaire, comme le laisse prévoir la théorie pour une absorption en λ^{-1}, la plupart des étoiles étudiées s'écartent sensiblement de cette droite et se massent autour d'une deuxième courbe située à droite de la première (*fig.*).

Nous allons montrer que le diagramme présenté par Schalén est la réplique exacte de notre diagramme φ_b, B — V, à ceci près que les ordonnées et les abscisses sont inversées.

Utilisant la table des valeurs numériques publiée par Schalén, nous avons séparé, sur son propre diagramme, les étoiles en trois groupes de types spectraux, en les indiquant par un signe différent, comme l'auteur l'avait fait dans une publication antérieure (4).

1° Étoiles O et B plus ou moins rougies (cercles pleins).

2° Étoiles A (croix).

3° Étoiles F, G, K (cercles creux).

En particularisant ainsi les étoiles par types spectraux nous retrouvons exactement les résultats de notre étude de la corrélation φ_b, B — V (2), (3).

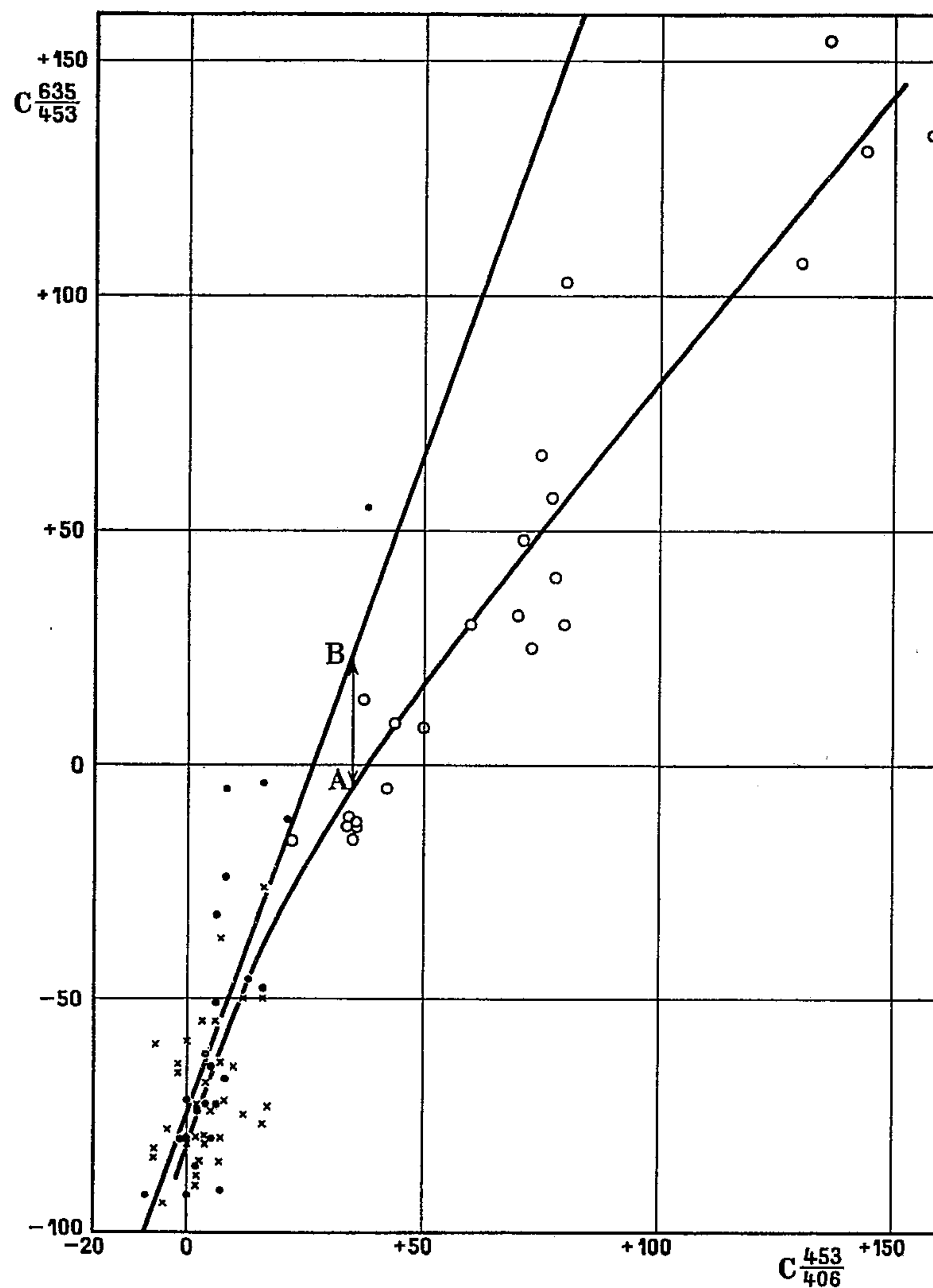
Les étoiles O et B rougies se rassemblent sur une droite.

Les étoiles naines plus avancées se groupent sur une autre courbe qui s'écarte progressivement de la droite précédente. Dans le diagramme de Schalén cette courbe s'infléchit vers la droite alors que dans notre diagramme elle est située à gauche simplement parce que les abscisses et les ordonnées sont inversées.

Précisons cette analogie : l'indice C_{406}^{453} de Schalén est analogue à un facteur numérique près, à notre gradient dans la région bleue φ_b. En effet, ils sont calculés l'un et l'autre à partir de mesures faites entre la discontinuité de Balmer et le « crochet » à 4 800 Å du spectre visible.

D'un autre côté, l'indice C_{453}^{635} est très analogue à l'indice B — V du système en trois couleurs de Morgan. Il offre la particularité d'être « à cheval » sur l'accident de 4 800 Å et il en donne en quelque sorte une mesure.

L'écart entre les deux courbes du diagramme de Schalén peut donc s'interpréter, comme pour notre diagramme φ_b, B — V par l'apparition du « crochet » à 4 800 Å dans le tracé du gradient relatif d'une étoile avancée par rapport à une étoile O, ce crochet étant d'autant plus grand que l'étoile



est plus avancée. Notons que dès 1952, Schalén avait relié l'aspect du diagramme à l'existence de deux gradients différents de part et d'autre de 4 800 Å, la différence croissant rapidement pour les étoiles plus avancées que F_0.

En fait, pas plus que le diagramme φ_b, B — V, celui de Schalén ne permet de trancher la question de savoir si l'accident de 4 800 Å se trouve en réalité dans le spectre de l'étoile O ou dans celui d'une étoile avancée. Il nous a paru néanmoins intéressant de montrer qu'on retrouvait exactement les mêmes résultats, et la même interprétation, dans ce travail

tout à fait indépendant du nôtre. L'accord est même quantitatif : vers G_0 l'écart des deux courbes est de l'ordre de 0,25 mag comme dans le diagramme φ_b, B — V (AB sur la figure).

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) SCHALÉN, *Arkiv för Astronomi*, 233, 1959, p. 359.

(2) A.-M. ROZIS, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 281.

(3) A.-M. ROZIS, *Ann. Astroph.*, 22, 1959, p. 177.

(4) SCHALÉN, *Oppala obs. Ann.*, 3-5, 1952, p. 30.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la détermination objective des écarts à l'équilibre thermodynamique local.* Note (*) de Mme **Nüzhet Gökdoğan** et M. **Jean-Claude Pecker**, présentée par M. André Danjon.

1. Dans une série d'articles en cours de publication [1], l'un de nous et plusieurs de ses collègues ont proposé une nouvelle méthode utilisant *simultanément* les largeurs équivalentes des raies et leurs intensités centrales pour déterminer les abondances et les écarts à l'équilibre thermodynamique local (ETL) relatifs à divers métaux ou molécules de la photosphère solaire.

Cependant que les recherches se poursuivent vers différentes applications de cette méthode, il apparaît que des simplifications essentielles peuvent être apportées à la théorie, sans en modifier la portée ni le sens.

Un des inconvénients majeurs de cette méthode résidait, on le sait, dans son caractère *itératif*. Les abondances dépendaient des écarts et *vice versa*. La méthode proposée pour passer — l'abondance étant même supposée connue — de la première approximation ($b_n = 1$), à la solution ($b_m = 1$), utilisait des diagrammes difficiles à tracer et ces complications même ont amené certains astrophysiciens à douter du bien fondé des résultats quantitatifs de cette méthode.

Or, il est possible, nous l'allons montrer, de déterminer les écarts à l'ETL sans utiliser du tout les abondances, ni même les forces d'oscillateur, autrement que d'une façon totalement implicite.

2. Considérons en effet la quantité

$$\bar{\eta}_r = \int_0^{\tau_0} \frac{\varkappa_r}{\varkappa_c} d\tau_c. \tag{1}$$

Cette quantité permet de passer de τ_c (profondeur optique dans le continu) à τ_r (profondeur optique dans laraie) par la relation

$$\tau_r = (1 + \bar{\eta}_r)\tau_c \qquad \text{(au centre de la raie } \bar{\eta}_r = \bar{\eta}_0\text{)}. \tag{2}$$

Dans nos premières conceptions, on devait calculer la quantité $\bar{\eta}_0$ en fonction des caractéristiques de la raie et en fonction du modèle. Il fallait connaître le modèle, l'abondance A, les forces d'oscillateur f, et même les coefficients b_n d'écart à l'ETL.

Or, il est possible de déterminer cette quantité directement car c'est elle qui intervient dans l'écriture de la courbe de croissance Milne-Eddington :

$$w = \frac{\sqrt{\pi}}{c}\lambda_0\sqrt{\frac{2k}{m_0\mu}}\left[\overline{G(\tau)\sqrt{T_k}}\right]\mu\int_0^{\infty}\varphi[x]\,e^{-\frac{x}{\bar{\bar{\eta}}_0}}\left(\frac{\eta_0}{\bar{\bar{\eta}}_0}\right)dx = w(\bar{\eta}_0) \tag{3}$$

où $G(\tau) = g(\tau)e^{\tau/\mu}$, $g(\tau)$ étant la fonction de poids.

Cette écriture est *rigoureuse* pourvu que la quantité $[\overline{G(\tau)\,T_k(\tau)}]$ soit considérée comme une valeur moyenne. En toute rigueur, la « forme » de la courbe de croissance dépend donc un peu de la variation $G(\tau)$ car cette moyenne dépend elle-même naturellement de $\bar{\eta}_0$. Mais, dans la mesure même où la courbe de croissance théorique (3) peut être amenée par une translation sans rotation à coïncider avec la courbe de croissance empirique pour tel ou tel multiplet, à la précision près des mesures, on peut admettre que l'erreur de « forme » de la courbe de croissance est sans importance. De toutes façons, si l'on a des doutes, le calcul peut se limiter aux raies faibles.

Ainsi, la mesure de w, une fois effectuée cette coïncidence entre courbe théorique et courbe empirique, nous fixe sur $\bar{\eta}_0$, donc sur τ_r pour chaque raie (si l'on admet connu le τ_r de formation du centre de la raie).

L'hypothèse Milne-Eddington, à la base de l'écriture (3), n'intervient ici que dans la mesure où nous faisons sortir $\varkappa_r/\varkappa_c$ de l'intégrale (1), *ce dont nous n'avons pas besoin pour la détermination seule des écarts.*

Remarquons de plus que l'expression (3) est tout à fait exacte si l'on suppose la fonction-source linéaire [alors $G(\tau) = G(0)$], — ce qui a par exemple été admis dans le calcul des courbes de croissance théoriques de M. Wrubel — et si l'on admet la turbulence indépendante de la profondeur. Cette discussion éclaire sur les limites de validité de l'hypothèse M—E, qui dépendent de l'application en vue.

Il est donc possible, à partir de la seule donnée de la courbe de croissance empirique de déterminer les écarts à l'ETL en fonction de la profondeur optique d'une façon qui introduit *implicitement* tous les facteurs réels (abondance, modèle, turbulence, écarts), entrant en jeu, et ce d'une façon absolument correcte.

Cette méthode s'applique sans difficulté au cas des étoiles.

3. Là où il faut se séparer de l'écriture Milne-Eddington, c'est lorsqu'il faut calculer les abondances. Il faut alors revenir à l'expression détaillée de (1) déjà utilisée dans nos travaux antérieurs :

$$\bar{\eta}_0 = \mathrm{A} f g \lambda \int_0^{\tau_0} b_n(\tau_0)\,\mathrm{N}_n(\tau_0)\,k(\tau_0)\,d\tau_0. \tag{4}$$

Mais nous pouvons maintenant introduire dans cette équation les b_n, connus d'après notre calcul des écarts. Il faut là (et là seulement) faire une hypothèse sur le modèle et sur la turbulence. Mais l'étude des glissements nécessaires pour assurer la coïncidence entre les courbes de croissance théorique et expérimentale pourra nous guider utilement. Quant aux forces d'oscillateur, elles sont nécessaires évidemment pour celles des raies qu'il a fallu utiliser pour la construction de la courbe de croissance empirique.

4. Le seul paramètre dont nous n'avons pas tenu compte est la microturbulence qui influence les profils sans influencer la courbe de croissance.

On peut utiliser, pour déterminer ce paramètre, la méthode de Struve et Huang. Il est à craindre qu'il sera difficile de séparer en général macroturbulence et écarts à l'ETL. Ceci était d'ailleurs vrai de notre première méthode. Seule la considération de plusieurs multiplets peut permettre de résoudre la difficulté.

5. Des publications ultérieures fourniront des applications numériques de ces principes très simples. Il ne devrait y avoir qu'une faible différence entre les résultats de cette nouvelle version de notre méthode et les résultats obtenus antérieurement, cette faible différence restant (peut-être) due au défaut de convergence de la méthode sous sa forme primitive (des essais nous ont montré qu'en vérité les résultats sont pratiquement identiques). En tous cas, les résultats obtenus ne dépendent ni du choix du modèle, ni de l'abondance supposée, ni de la qualité des forces d'oscillateur. Ils échappent par suite à certaines des critiques qu'on a pu leur faire (2).

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J.-C. PECKER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 499 et 639; *Ann. Astr.*, 5, 1959; *Colloque C. N. R. S.*, Paris, 1959; *Colloque de Bruxelles*, juillet 1959; R. KANDEL, F. PRADERIE et J. ROUNTREE, Communications au *Colloque de Bruxelles*, juillet 1959 (sous presse); J.-C. PECKER et L. VOGEL, J.-C. PECKER et F. PRADERIE, articles sous presse, *Ann. Astr.*, 1960.

(2) L. GOLDBERG et K. PIERCE, *Handbuch der Physik*, 52, p. 74; L. H. ALLER, *Congrès de Bruxelles*, 1959, juillet (sous presse).

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Développement en série du potentiel au voisinage d'un coin diélectrique rectangulaire et recherche d'une équation aux différences finies.* Note (*) de M. **Philippe Durand**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous allons montrer qu'au voisinage du point O (*fig.* 1), les développements en série du potentiel V_e à l'extérieur et V_i à l'intérieur du coin diélectrique, sont de la forme

$$(1)\qquad V_e = \sum_m r^m [A_m \cos m\theta + B_m \sin m\theta], \qquad V_i = \sum_m r^m [C_m \cos m\varphi + D_m \sin m\varphi],$$

où m désigne une constante qui n'est pas nécessairement un nombre entier. Les développements (1) obéissent à l'équation de Laplace $[\partial_x^2 + \partial_y^2]\, V = 0$ et sur les côtés OA et OB, ils doivent satisfaire aux conditions aux limites [1] :

$$(2)\qquad V_i = V_e, \qquad \partial_\theta V_e = k\, \partial_\varphi V_i, \qquad \text{avec} \quad k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}.$$

Les conditions (2) conduisent au système d'équations homogènes

$$(3)\qquad \begin{vmatrix} 1 & -\cos 3\omega & 0 & -\sin 3\omega \\ \cos\omega & -1 & \sin\omega & 0 \\ 0 & -\sin 3\omega & -k & \cos 3\omega \\ k\sin\omega & 0 & -k\cos\omega & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} C_m \\ A_m \\ D_m \\ B_m \end{vmatrix} = 0, \qquad \text{avec} \quad \omega = m\frac{\pi}{2}.$$

Il n'admet de solutions non nulles que si le déterminant des coefficients des inconnues est nul; cette condition s'écrit d'abord

$$(1 + k^2) \sin\omega \sin 3\omega = 2k[\cos\omega \cos 3\omega - 1];$$

puis en introduisent $X = \cos 2\omega = \cos m\pi$, on aboutit à l'équation du second degré

$$(4)\qquad X^2 - \frac{\gamma^2}{2} X + \left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right) = 0, \qquad \text{en posant} \quad \gamma = \frac{k-1}{k+1}.$$

Les racines de (4) sont

$$(5)\qquad X_1 = 1, \qquad X_2 = \left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right).$$

La première racine X_1 correspond à $m = 2p$ (avec $p = 0, 1, 2, \ldots$), d'où $\sin\omega = \sin 3\omega = 0$ et $\cos\omega = \cos 3\omega = (-1)^p$. (3) donne alors

$$(6)\qquad C_{2p} = (-1)^p A_{2p}, \qquad k D_{2p} = (-1)^p B_{2p}.$$

La deuxième racine X_2 correspond à $\pm m\pi = \arccos[(\gamma^2/2) - 1] \pm 2p\pi$ avec $p = 0, 1, 2, \ldots$ et $\pi/2 < \arccos[(\gamma^2/2) - 1] < \pi$ car la quantité

$[(\gamma^2/2) - 1]$ est toujours négative. En posant

$$(7)\qquad \alpha = \frac{1}{\pi}\arc\cos\left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right), \qquad \text{on a} \quad m = 2p \pm \alpha.$$

On trouve aisément les valeurs

$$(8)\qquad \begin{cases} \cos\omega = (-1)^p \dfrac{\gamma}{2}, & \sin\omega = \pm(-1)^p\sqrt{1 - \dfrac{\gamma^2}{4}}, \\ \cos 3\omega = (\gamma^2 - 3)\cos\omega, & \sin 3\omega = (\gamma^2 - 1)\sin\omega. \end{cases}$$

Avec ces valeurs (8) on peut résoudre le système (3) et exprimer A_m, C_m, D_m en fonction de B_m. On trouve

$$(9)\qquad \begin{cases} k A_m = -(\pm) R B_m, & k C_m = -(\pm)(-1)^p R B_m, \\ k D_m = -(-1)^p B_m, & \text{avec} \quad R = \sqrt{\dfrac{2+\gamma}{2-\gamma}} = \sqrt{\dfrac{3k+1}{k+3}}. \end{cases}$$

Pour obtenir l'équation aux différences finies à l'approximation du quatrième ordre, nous écrivons d'abord explicitement les développements (1). Pour $p = 0$, les termes correspondant à $m = 0$ donnent une constante et nous éliminons la solution $m = -\alpha$ qui donnerait une valeur infinie du potentiel à l'origine. On a donc

$$(10)\qquad \begin{aligned} V_e = V_0 &+ r^\alpha[A_1 \cos\alpha\theta + B_1 \sin\alpha\theta] \\ &+ \sum_{p=1}^{2} \{ r^{2p}[A_{2p}\cos 2p\theta + B_{2p}\sin 2p\theta] \\ &\qquad + r^{2p-\alpha}[A_{2p-\alpha}\cos(2p-\alpha)\theta + B_{2p-\alpha}\sin(2p-\alpha)\theta] \\ &\qquad + r^{2p+\alpha}[A_{2p+\alpha}\cos(2p+\alpha)\theta + B_{2p+\alpha}\sin(2p+\alpha)\theta]\}, \end{aligned}$$

$$(11)\qquad \begin{aligned} V_i = V_0 &+ r^\alpha[C_1 \cos\alpha\varphi + D_1 \sin\alpha\varphi] \\ &+ \sum_{p=1}^{2} \{ r^{2p}[C_{2p}\cos 2p\varphi + D_{2p}\sin 2p\varphi] \\ &\qquad + r^{2p-\alpha}[C_{2p-\alpha}\cos(2p-\alpha)\varphi + D_{2p-\alpha}\sin(2p-\alpha)\varphi] \\ &\qquad + r^{2p+\alpha}[C_{2p+\alpha}\cos(2p+\alpha)\varphi + D_{2p+\alpha}\sin(2p+\alpha)\varphi]\}. \end{aligned}$$

Écrivons (10) et (11) pour les huit points 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 de la figure 2. En éliminant les coefficients arbitraires entre ces huit équations, un calcul assez long mais élémentaire, conduit à l'expression

$$(12)\qquad 5(3+k)V_0 = 4(V_1 + V_2) + 2(k+1)(V_3 + V_4) + V_5 + V_6 + V_8 + kV_7.$$

A l'approximation du second ordre, on trouve

$$(13)\qquad 2(k+3)V_0 = 2(V_1 + V_2) + (k+1)(V_3 + V_4).$$

Ces formules peuvent être utilisées pour le calcul numérique des potentiels (*loc. cit.*, p. 438).

Remarque. — Le nombre α tend vers 1 quand $\varepsilon \to 0$; dans (10) et (11) il y a alors toutes les puissances entières de r (paires et impaires) et l'on retrouve le développement régulier du potentiel.

Le nombre α tend vers 2/3 quand $\varepsilon \to \infty$ (ce qui correspond à un conducteur). Les formules (10) donnent alors le développement bien connu

$$V_e = V_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{2n}{3}\theta \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots). \tag{14}$$

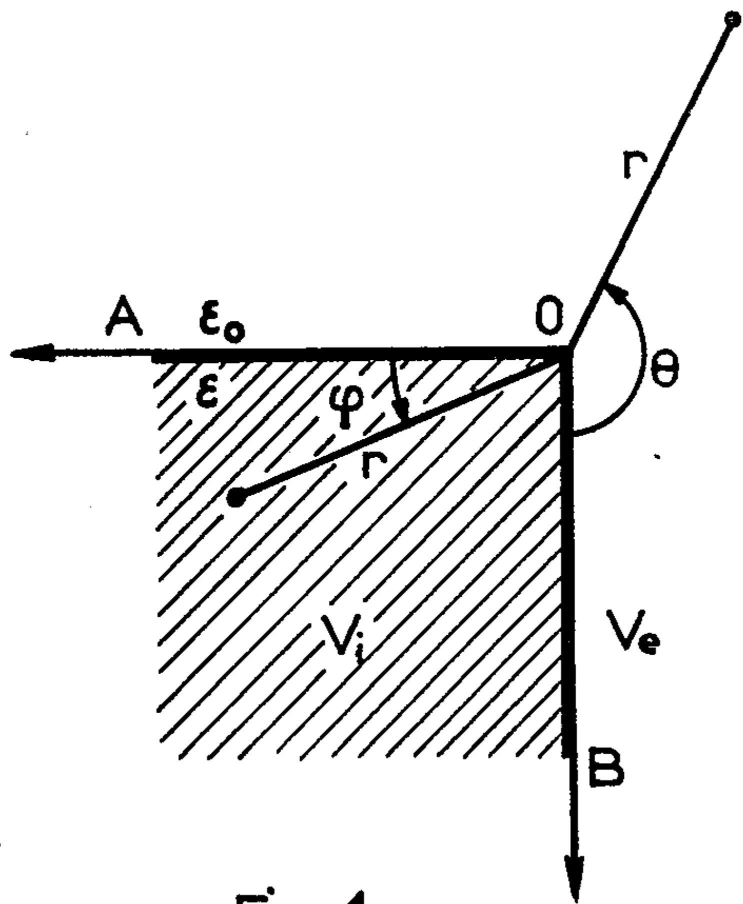


Fig. 1

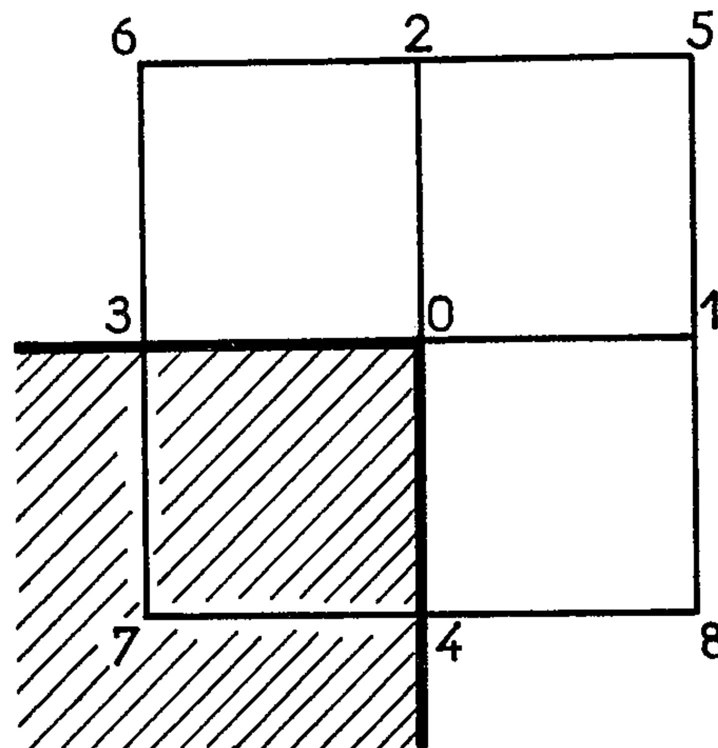


Fig. 2

Il faut toutefois ajouter aux conditions (2) la condition $V_i =$ Cte qui donne $C_{2p} = A_{2p} = 0$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) *Voir* E. Durand, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson et Cie, Paris, 1953, p. 121.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la théorie non linéaire des ondes.* Note de M. **Georges Lochak**, présentée par M. Louis de Broglie.

On donne la solution du problème de Cauchy pour des ondes planes régies par une équation non linéaire susceptible de conserver des trains d'ondes.

Dans le cadre de nombreux travaux tendant à fonder une généralisation de la Mécanique ondulatoire sur une théorie non linéaire des ondes, deux problèmes se sont posés qui ont entre eux une certaine parenté.

Le premier a été posé par MM. de Broglie et Schrödinger dès les débuts de la Mécanique ondulatoire : comment concilier la permanence des propriétés d'une particule stable (un électron, par exemple) avec l'étalement des trains d'ondes prévu par les équations de la Mécanique ondulatoire ?

Il n'y a là nul inconvénient si l'on pense avec d'autres auteurs que l'onde de l'électron est statistique et que ce sont des densités de probabilité qui traversent les trous d'Young ou se diffractent dans les réseaux cristallins; la difficulté est réelle si l'on pense au contraire que l'onde est physique et existe toujours et en dehors de toute observation.

On peut alors se demander s'il existe des équations non linéaires possédant des solutions qui ne s'affaibliraient pas au cours de leur mouvement ([1]).

Le second problème auquel il est fait allusion plus haut consiste en l'étude du phénomène de Riemann-Hugoniot ([2]) : il est en principe possible qu'une onde régie par une équation non linéaire rattrape une onde émise antérieurement, en donnant naissance à une onde de choc. Ce problème a été récemment étudié par MM. Lutzky et Toll ([3]) sur l'électrodynamique d'Heisenberg-Euler. Ces auteurs semblaient d'ailleurs ignorer un travail plus ancien de MM. Blokhinstsev et Orlov ([4]) qui s'étaient posé la même question à propos de l'électrodynamique de Born-Infeld.

Le résultat le plus curieux de ce dernier Mémoire ([4]) me paraît être celui-ci : si l'on considère une *onde plane* dans la première théorie de M. Born (où seul le premier invariant $\vec{E}^2 - \vec{H}^2$ figure dans la lagrangien) les lignes caractéristiques sont telles que chacune des deux familles constitue la famille des lignes isoclynes de l'autre famille. De plus, le seul lagrangien de la forme $L(\vec{E}^2 - \vec{H}^2)$ à posséder cette propriété est celui de M. Born. Les auteurs du Mémoire en concluent que l'électrodynamique de M. Born est exempte d'ondes de choc et qu'elle est seule à l'être.

Cette conclusion me semble abusive ainsi que je le montrerai dans une prochaine Note. Partant de l'idée de MM. Blokhintsev et Orlov, considérons un lagrangien $L(\psi, \partial_\mu\psi\,\partial^\mu\psi)$. Il est plus général que celui considéré dans ([4]) du fait que la fonction inconnue y figure et non pas seulement ses dérivées, mais il est plus restreint du fait que nous supposerons que ψ est un *scalaire réel.*

Soit une onde plane se propageant suivant Ox. On aura une équation de la forme

$$\mathrm{A}\,r + 2\,\mathrm{B}\,s + \mathrm{C}\,t + \mathrm{D} = 0, \tag{1}$$

avec

$$p = \frac{\partial\psi}{\partial t}, \qquad q = \frac{\partial\psi}{\partial x}, \qquad r = \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}, \qquad s = \frac{\partial^2\psi}{\partial t\,\partial x}, \qquad t = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2},$$

A, B, C, D sont des fonctions de ψ, p, q faciles à calculer à partir du lagrangien.

Soit $(dx/dt) = \zeta(\psi, p, q)$ la pente d'une caractéristique. La condition imposée aux caractéristiques de former deux familles d'isoclynes s'écrira [5]

$$\left\{\begin{aligned} &\zeta\frac{\partial\zeta}{\partial p} - \frac{\partial\zeta}{\partial q} = 0,\\ &(\mathrm{A}\,p\,\zeta + \mathrm{C}\,q)\frac{\partial\zeta}{\partial\psi} - \mathrm{D}\frac{\partial\zeta}{\partial q} = 0. \end{aligned}\right. \tag{2}$$

On en déduit que le lagrangien cherché doit être

$$\mathrm{L} = \sqrt{1 - \Phi'^2(\psi)\,\partial_\mu\psi\,\partial^\mu\psi}, \tag{3}$$

où la fonction $\Phi(\psi)$ est assujettie à être deux fois continûment dérivable et est par ailleurs quelconque.

L'équation (1) s'écrira

$$(\Phi'^2 q^2 + 1)\,r - 2\,\Phi'^2 pqs + (\Phi'^2 p^2 - 1)\,t + (p^2 - q^2)\frac{\Phi''}{\Phi'} = 0. \tag{4}$$

Mais l'équation que vérifie la fonction $\Phi(\psi)$, en désignant cette fois par p, q, r, s, t les dérivées de Φ s'écrit simplement

$$(q^2 + 1)\,r - 2\,pqs + (p^2 - 1)\,t = 0. \tag{5}$$

Cette équation, ainsi que (4), est hyperbolique pour toute solution qui rend le lagrangien (3) réel et non nul.

Soit une solution $\Phi(x, t)$ de (5) se propageant dans le « vide », c'est-à-dire compatible [2] avec l'état de repos Φ = Cte; elle se raccordera avec celui-ci le long d'une caractéristique du « vide »; c'est-à-dire le long d'une droite isotrope [6]. Cette droite fera partie d'une des familles de caractéristiques (appelons-la C) de la solution $\Phi(x, t)$; par chacun de ses points passera une ligne de l'autre famille (C'). Mais on sait que C' est la famille des isoclynes de C et comme l'une des lignes de C est une droite, toute la famille C est formée de droites parallèles. MM. Blokhintsev et Orlov ont conclu de là que la propriété qu'ils imposent aux caractéristiques élimine le phénomène de Riemann-Hugoniot et entraîne la propagation rigide de tout signal. Remarquons d'abord que le parallélisme des caractéristiques d'une solution compatible avec le repos est bien entraînée par la condition imposée aux caractéristiques. Mais cette dernière n'est pas nécessaire et,

pour ingénieuse qu'elle soit, elle peut être remplacée par beaucoup d'autres. D'autre part, les signaux dont la propagation est régie par (5) ne sont *pas toujours* rigides.

Pour le voir, le mieux est d'intégrer (5), ce qui est facile car c'est simplement l'équation des surfaces minima d'un espace pseudo-euclidien à trois dimensions (t, x, Φ). En s'appuyant sur la théorie classique des surfaces minima ([7]), on montre que si à l'instant $t = 0$, on impose les conditions initiales

$$\Phi(x, t)\Big|_{t=0} = F(x), \qquad \frac{\partial\Phi}{\partial t}\Big|_{t=0} = G(x) \tag{6}$$

telles qu'on ait $1 + F'^2 - G^2 > 0$, la solution de (5) aura l'expression paramétrique

$$t = \frac{1}{2}\int_{\beta}^{\alpha} \frac{1 + F'^2(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda, \tag{7}$$

$$x = \frac{\alpha + \beta}{2} + \frac{1}{2}\int_{\beta}^{\alpha} \frac{G(\lambda)\, F'(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda, \tag{8}$$

$$\Phi = \frac{F(\alpha) + F(\beta)}{2} - \frac{1}{2}\int_{\beta}^{\alpha} \frac{G}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda. \tag{9}$$

On voit que l'origine du temps est donnée pour $\alpha = \beta$. Un point sera dans l'avenir pour $\alpha > \beta$. Les deux familles de caractéristiques seront données par (7) et (8) pour $\alpha = \text{Cte}$ et $\beta = \text{Cte}$. Nous étudierons cette solution dans une prochaine publication.

(1) L. DE BROGLIE, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la Mécanique Ondulatoire*, Gauthier-Villars, Paris, 1956; L. DE BROGLIE, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 963.

(2) J. HADAMARD, *Leçons sur la propagation des ondes*. Chelsea Publ. Co, New-York, 1949.

(3) M. LUTZKY et J. S. TOLL, *Phys. Rev.*, 113, 1959, p. 1649.

(4) D. BLOKHINTSEV et V. ORLOV, *J. Phys. Exp. et Th.*, 25, 1953, p. 513 (en Russe).

(5) Dans (4), les potentiels ne figurant pas dans le lagrangien, la condition (2) se réduit à la première équation. Le signe *moins* y est remplacé par le signe *plus*, ce qui résulte simplement de la variance différente de la fonction ψ.

(6) En vertu de l'invariance de L, les discontinuités du second ordre se propagent dans le vide à la vitesse de la lumière. Les caractéristiques du vide sont donc des droites isotropes.

(7) C. DARBOUX, *Leçons sur la Théorie des Surfaces*, Gauthier-Villars, Paris, 1941.

ÉLECTRICITÉ. — *Propriétés de la décharge filiforme émise par une pointe fine.* Note (*) de M. Maurice Skowronek, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons examiné la production de jets de gaz ionisés émis par les pointes fines. Nous nous proposons de donner ici quelques propriétés de cette décharge.

1. *Stabilité du régime de décharge filiforme.* — L'influence d'un champ magnétique normal au jet a été étudiée : elle est négligeable jusqu'à 2 000 Oe. Tout au plus peut-on admettre une légère amélioration de la stabilité. Nous n'observons aucun déplacement sensible du jet.

L'application d'un champ électrique également normal provoque l'interruption brutale du jet : il suffit pour cela d'un champ transversal de l'ordre de 1 à 2 kV/cm. On peut interpréter cette action du champ électrique en admettant qu'il favorise une plus grande diffusion latérale des ions et électrons.

Des instabilités de faible amplitude ont été relevées pendant le régime de décharge. L'enregistrement simultané du courant de la décharge, de la pression dans l'enceinte et de la luminosité de la décharge a permis de trouver les relations suivantes : pression et courant varient en sens inverse; les indications de la cellule photoélectrique suivent celles du courant. Les variations de pression n'excèdent pas quelques millimètres de mercure à la pression atmosphérique; celles du courant atteignent 10 % sur 45 mA. Remarquons que le volume de la décharge est assez faible devant celui de l'enceinte qui est de 1000 cm^3. Les variations sont erratiques au cours du temps, avec une fréquence de 10 à 20 par seconde.

2. *Caractéristiques électriques.* — La figure 1 illustre la variation de la tension nécessaire au passage de 1 mA, lorsque la pression varie. A une pression donnée, lorsque le courant augmente, la tension diminue; par exemple pour une pression de 0,2 kg/cm^2 la tension passe de 3,5 à 2 kV lorsque le courant augmente de 1 à 100 mA (hydrogène).

Si l'on admet que le courant traverse le gaz au voisinage de la pointe dans un tube de diamètre inférieur à 10 μ (section de 10^{-6} cm^2) nous voyons que les densités de courant varient de 10^3 à 10^5 A/cm^2, en régime permanent bien entendu. Admettons que la vitesse des particules soit de l'ordre de 10^8 cm/s. Cette valeur correspond d'ailleurs à la vitesse de propagation des canaux de claquage dans les cas non stabilisés. Nous trouvons alors que le gaz doit être totalement ionisé du moins dans la partie la plus fortement canalisée.

3. *Réunion de plusieurs jets élémentaires.* — Pour étudier les interactions possibles de ces jets, nous avons cherché à les croiser. Le phénomène résultant est la conjonction et la composition des jets (*fig.* 2). Le courant total est la somme des courants élémentaires. Nous obtenons en perma-

nence des jets ionisés véhiculant plus d'un ampère (avec 7 jets initiaux) sans endommager les pointes initiales. Sur les photographies de ces réunions, en choisissant le temps de pose, nous arrivons à faire disparaître

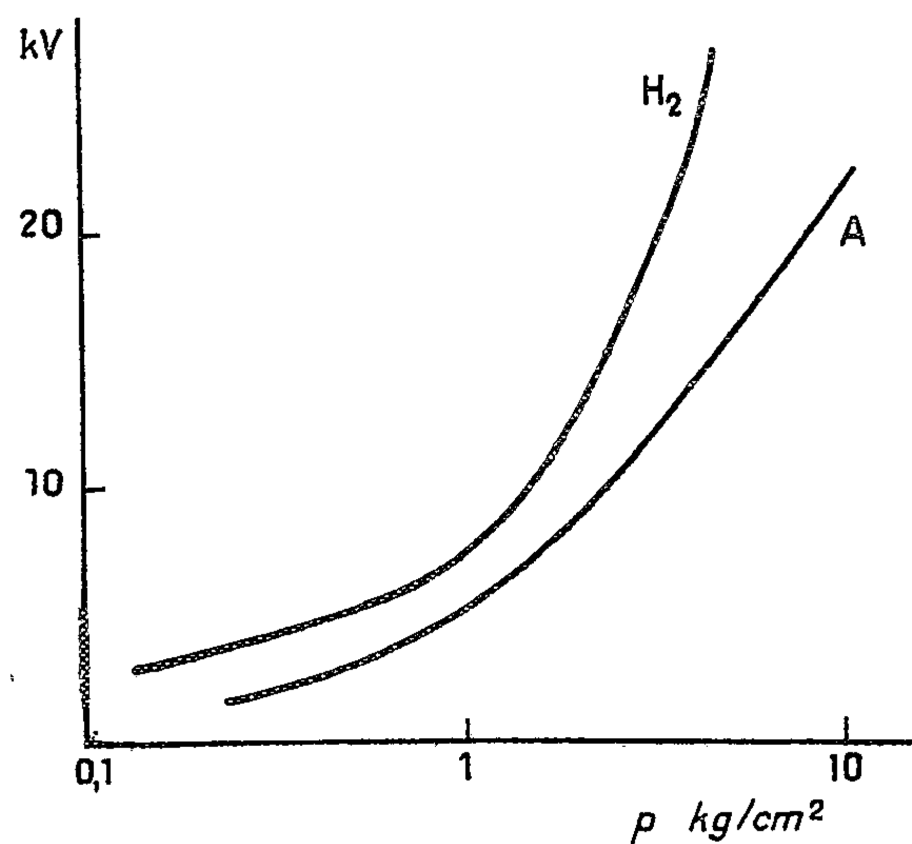


Fig. 1.

les branches composantes pour ne plus apercevoir que le tronc final. Il semble donc que dans le jet commun, l'état d'excitation du gaz soit différent de celui des deux jets précédents.

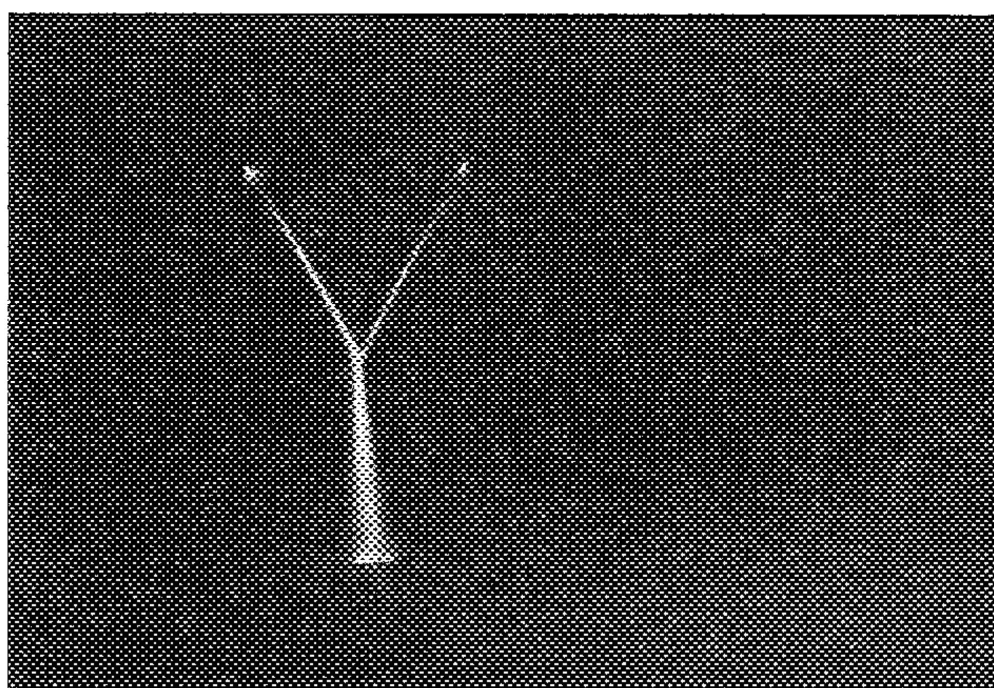


Fig. 2.

4. *Conclusion.* — Le paramètre principal pour la formation des jets filiformes paraît être la densité de courant; pour chaque pression et pour chaque gaz, les valeurs doivent varier peu. La force qui s'oppose à la diffusion radiale des particules ne paraît pas être d'origine magnétique : le champ magnétique à la surface du filament étant dans la plupart des cas, inférieur à l'œrsted. Si nous nous référons au schéma fourni pour les

canaux de claquage ([2]), nous pouvons admettre que l'axe de la décharge est constitué par un courant électronique; il est entouré par un cylindre de particules positives. Comme les charges + et — s'équilibrent, le champ électrique à la surface extérieure est nul. Dès qu'il y a déséquilibre, c'est-à-dire fuite radiale des particules, un champ électrique naît, qui tend à compenser cette diffusion (*fig.* 3).

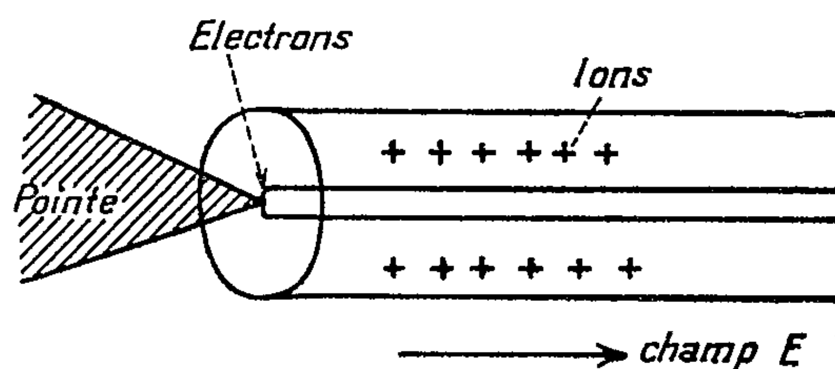


Fig. 3.

Nous pensons avoir mis en évidence une propriété générale de la conduction électrique des gaz ionisés, favorisée par l'étroitesse du chemin offert; les grandes énergies s'écoulent par des canaux très fins : étincelles et éclairs. Les expériences ci-dessus expliquent le rôle des accidents locaux des électrodes pour la disruption électrique : destruction des tubes à vide, diminution de la rigidité diélectrique du gaz lorsque les électrodes sont recouvertes de vernis isolant poreux. De même, ces expériences permettent de comprendre l'aspect de l'effet couronne en géométrie cylindrique : le passage du courant s'effectue éventuellement par des aigrettes isolées dont le nombre diminue avec le temps.

Les résultats précédents paraissent en contradiction avec des calculs concernant les limites supérieures des densités de courant.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) M. SKOWRONEK, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1808.

(2) L. B. LOEB, *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 227.

(*Laboratoire des Hautes Tensions, C.N.R.S. Bellevue*).

ÉLECTRICITÉ. — *Dispositif amplificateur utilisant des transformateurs à trois enroulements.* Note de M. **Jean Coulon**, transmise par par M. Charles Camichel.

L'auteur décrit un dispositif d'amplificateurs magnétiques utilisant des tôles ordinaires, chaque amplificateur étant piloté par un tube électronique. Il utilise le montage pour piloter un étage de puissance destiné à la commande éventuelle de l'excitation de divers systèmes.

Dans une Note précédente [1], nous avions décrit le fonctionnement d'un transformateur comportant trois enroulements placés sur un circuit magnétique composé de tôles ordinaires.

Utilisant les propriétés de ce transformateur, nous avons cherché à réaliser un dispositif amplificateur.

Agissant sur l'enroulement central, dit de compensation, par l'intermédiaire d'un tube électronique, dont on règle la polarisation U, on fait varier la tension de sortie V (*fig.* 1). Les alternances positives étant seules transmises, on obtient pour V l'oscillogramme de la figure 2, de telle sorte que pour étudier cette tension, on doit utiliser un voltmètre de crête.

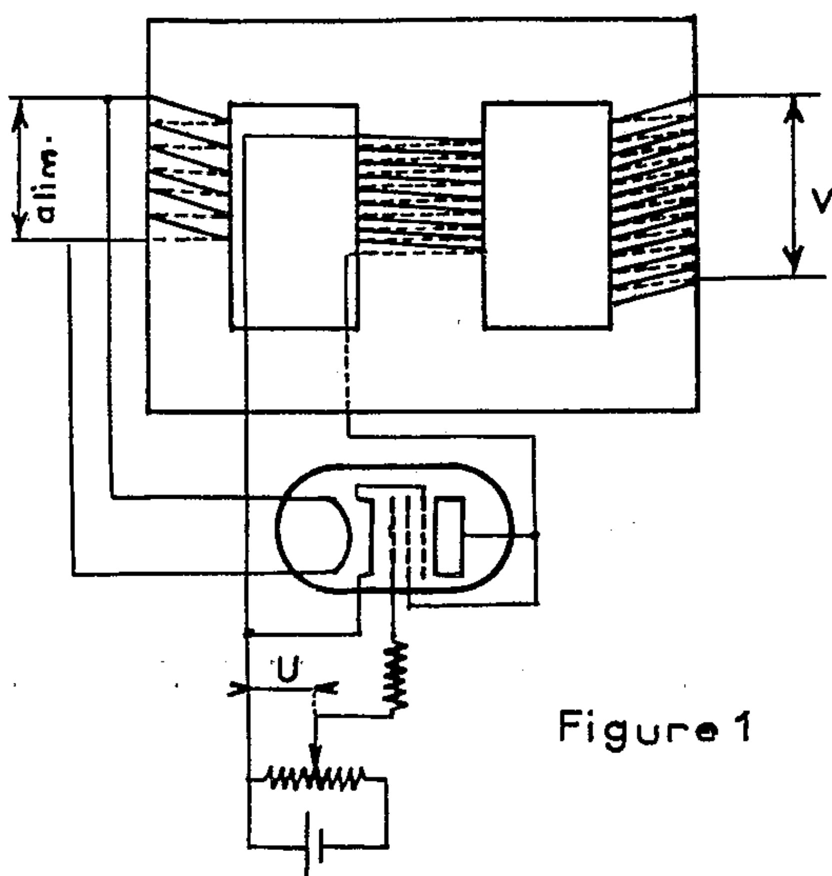


Figure 1

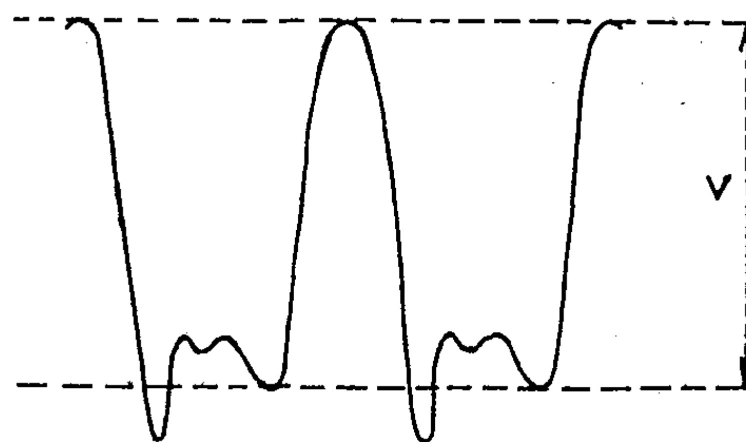
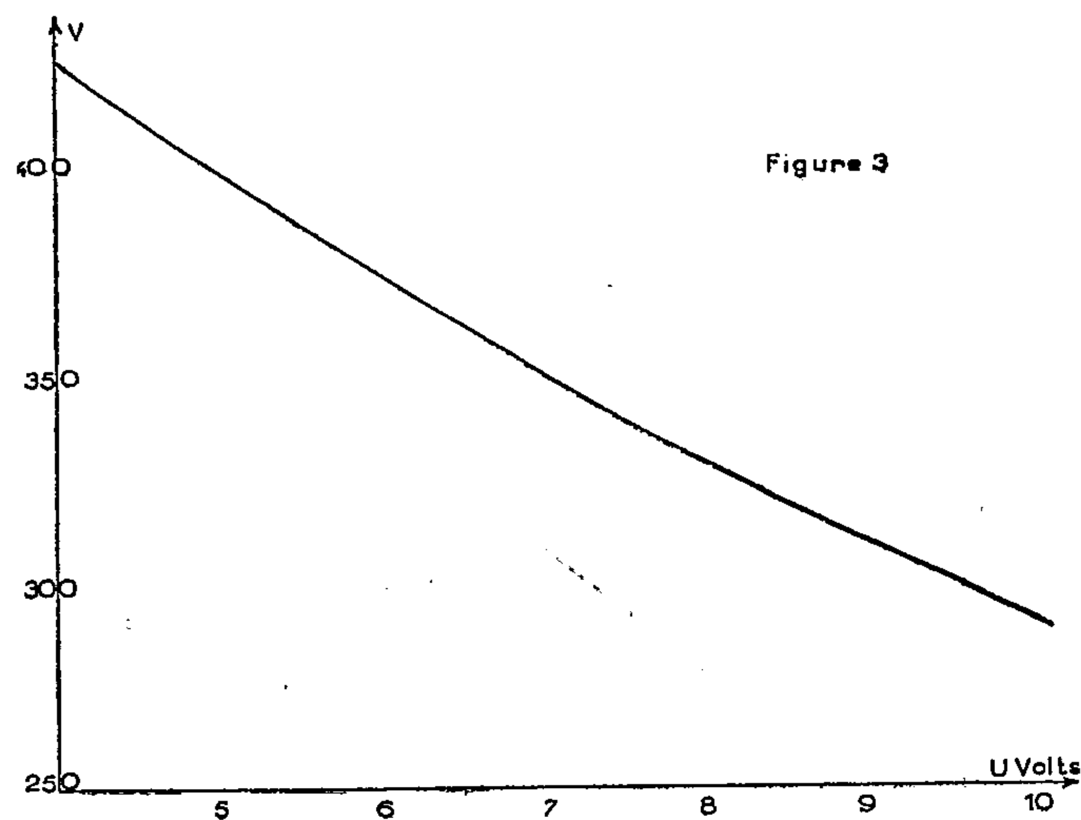


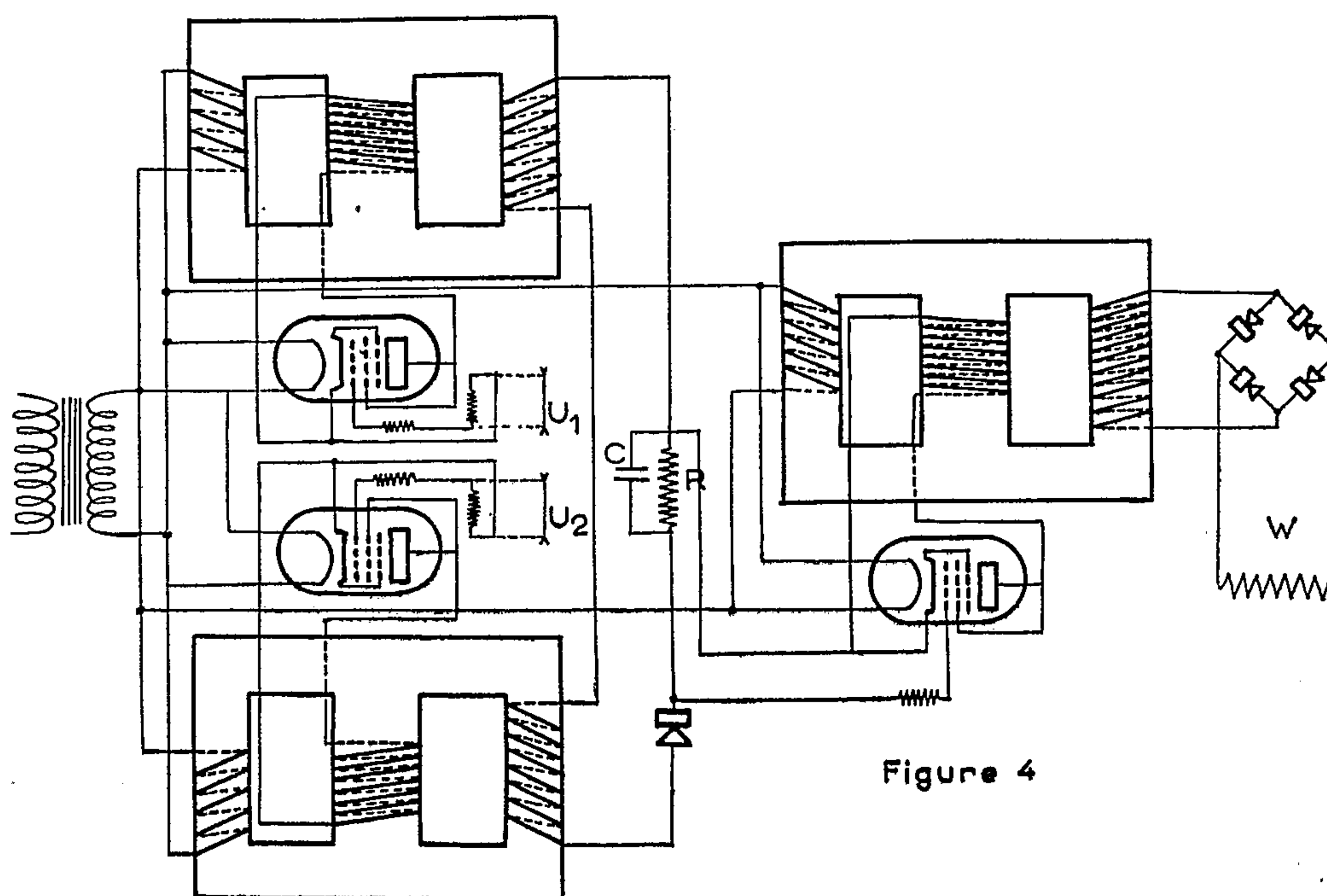
Figure 2

On trace alors (*fig.* 3) la courbe V (U), et l'on constate que pour tout intervalle de U de l'ordre de 1 V, on peut admettre que la caractéristique est linéaire. L'amplification est de l'ordre de 25, c'est-à-dire un peu plus que celle du tube électronique considéré seul qui serait, dans des conditions identiques (même tube, même charge), de l'ordre de 15. Toutefois, les fonctions tube de commande et enroulement de sortie sont nettement séparées.

On a alors envisagé la possibilité d'utiliser un dispositif comportant deux amplificateurs tel que celui que nous venons de décrire pour comparer deux tensions U_1, dite tension de référence, et U_2 dite tension à mesurer.



Sur la figure 4, les transformateurs et leurs tubes associés, sont montés en opposition. La tension d'alimentation est fournie par un transformateur

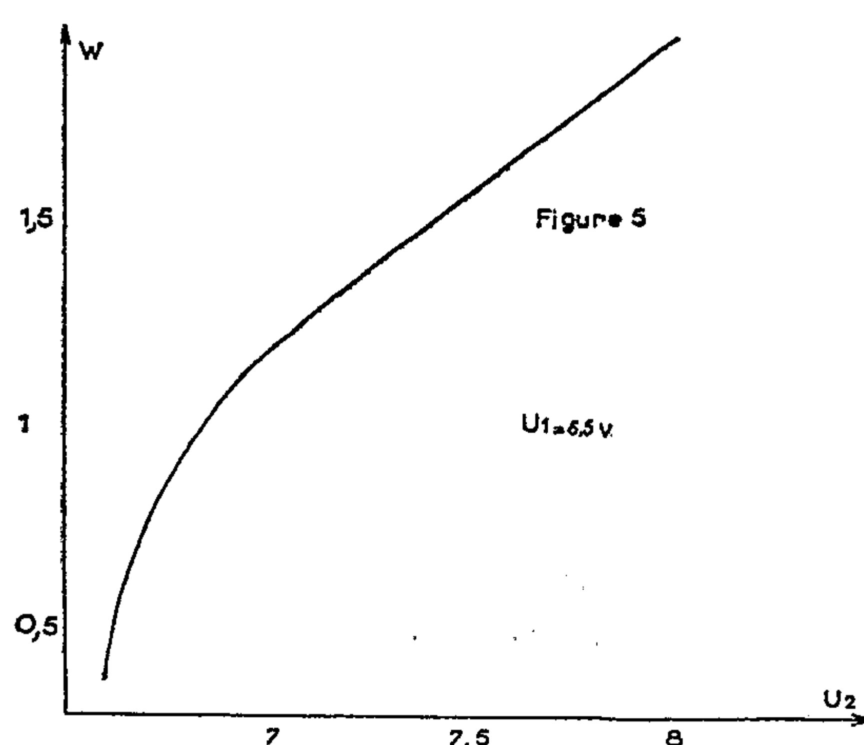


auxiliaire dont le secondaire alimente sous la même tension : d'une part les primaires des transformateurs, et d'autre part les filaments des tubes. On redresse la tension d'opposition, de façon à faire apparaître aux bornes

de la résistance R une tension continue égale à la différence U_2—U_1 amplifiée.

Dans le montage décrit, cette tension disponible aux bornes de R est appliquée au tube de commande d'un troisième transformateur à trois enroulements, dit transformateur de puissance, dont la charge, après redressement représente le gain en puissance de l'ensemble.

Sur la figure 5, on trouve la courbe représentant la puissance disponible pour une charge purement résistive, en fonction de la tension U_2, pour une valeur déterminée de U_1.



Ce dispositif ainsi étudié met en évidence la possibilité d'utiliser des circuits magnétiques ordinaires, sans tôles spéciales, sans jamais atteindre la saturation. Bien au contraire, il est toujours possible de calculer les sections de tôles nécessaires pour obtenir le fonctionnement dans la partie rectiligne de la courbe de magnétisme. Bien que le gain en tension par étage soit de l'ordre de celui qu'on obtiendrait avec des amplificateurs ne comportant que des tubes électroniques, la séparation des circuits simplifie les problèmes d'alimentation. Le gain en puissance est très important.

Par ailleurs, la stabilité en fonction de variations éventuelles de la tension d'alimentation est remarquable, puisqu'à des variations du réseau de $\pm$ 12 % correspondent des variations de W qui n'excèdent pas $\pm$ 2 %.

Ce dispositif a été étudié en particulier pour piloter une génératrice amplidyne destinée à réaliser le réglage d'excitation d'un alternateur.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1298.

ÉLECTRONIQUE. — *Mise en équation du comportement d'un amplificateur à transistors non linéaire.* Note de MM. **Igor Gumowski**, **Jean Lagasse** et **Yves Sevely**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs montrent que le comportement d'un amplificateur à transistors est décrit par une équation fonctionnelle différentielle d'ordre 1 et discutent quelques propriétés des solutions.

Dans une Note précédente [1] l'un d'entre nous a mis en évidence un effet non linéaire dans un amplificateur à transistors du type opérationnel et a constaté qu'en l'absence de réaction, l'amplificateur se comportait essentiellement comme un circuit linéaire à une seule constante de temps. La phase mesurée en haute fréquence était cependant légèrement supérieure à 90°. Le comportement de l'amplificateur seul peut donc être décrit avec une bonne précision par

$$T_0 V'_s(t) + V_s(t) = ku(t-\tau_0), \tag{1a}$$

$$V_s(t) = k\, e^{-j\tau_0\omega}(1+jT_0\omega)^{-1} u(t). \tag{1b}$$

suivant qu'on se place dans les domaines temporel ou fréquentiel.

Les deux premiers étages de l'amplificateur ayant une bande passante beaucoup plus élevée que le troisième, le comportement de l'amplificateur est, comme il arrive souvent en pratique, essentiellement déterminé par ce dernier étage. Lorsque les capacités parasites sont négligeables, ce qui est le cas dans l'étude considérée, la réponse en fréquence d'un étage à charge résistive est la même que celle d'un transistor seul. Or, l'intégration de l'équation de diffusion pour une distribution exponentielle des impuretés [2] conduit, pour $\omega T_0 < 1$, à une expression du gain en courant de la même forme que (1 *b*).

Pour des raisons théoriques, en particulier pour l'étude de la stabilité il est intéressant de savoir, si dans les circuits comportant des transistors, la phase peut être déterminée à partir de l'amplitude [3]. L'hypothèse du déphasage minimal apporte peu d'erreurs lorsqu'on considère des montages sans ou avec peu de réaction, alors qu'avec beaucoup de réaction elle conduit à des écarts très importants vis-à-vis de l'expérience. Dans un tel fonctionnement, on a

$$u(t) = V_e(t) - HV_s(t) \tag{2}$$

l'élimination de $V_s(t)$ entre (1 *a*) et (2) conduit à

$$T_0 u'(t) + u(t) + kHu(t-\tau_0) = T_0 V'_e(t) + V_e(t). \tag{3}$$

Pour que (3) puisse décrire le comportement de l'amplificateur en présence de la non-linéarité signalée [1], τ_0 doit être remplacé par

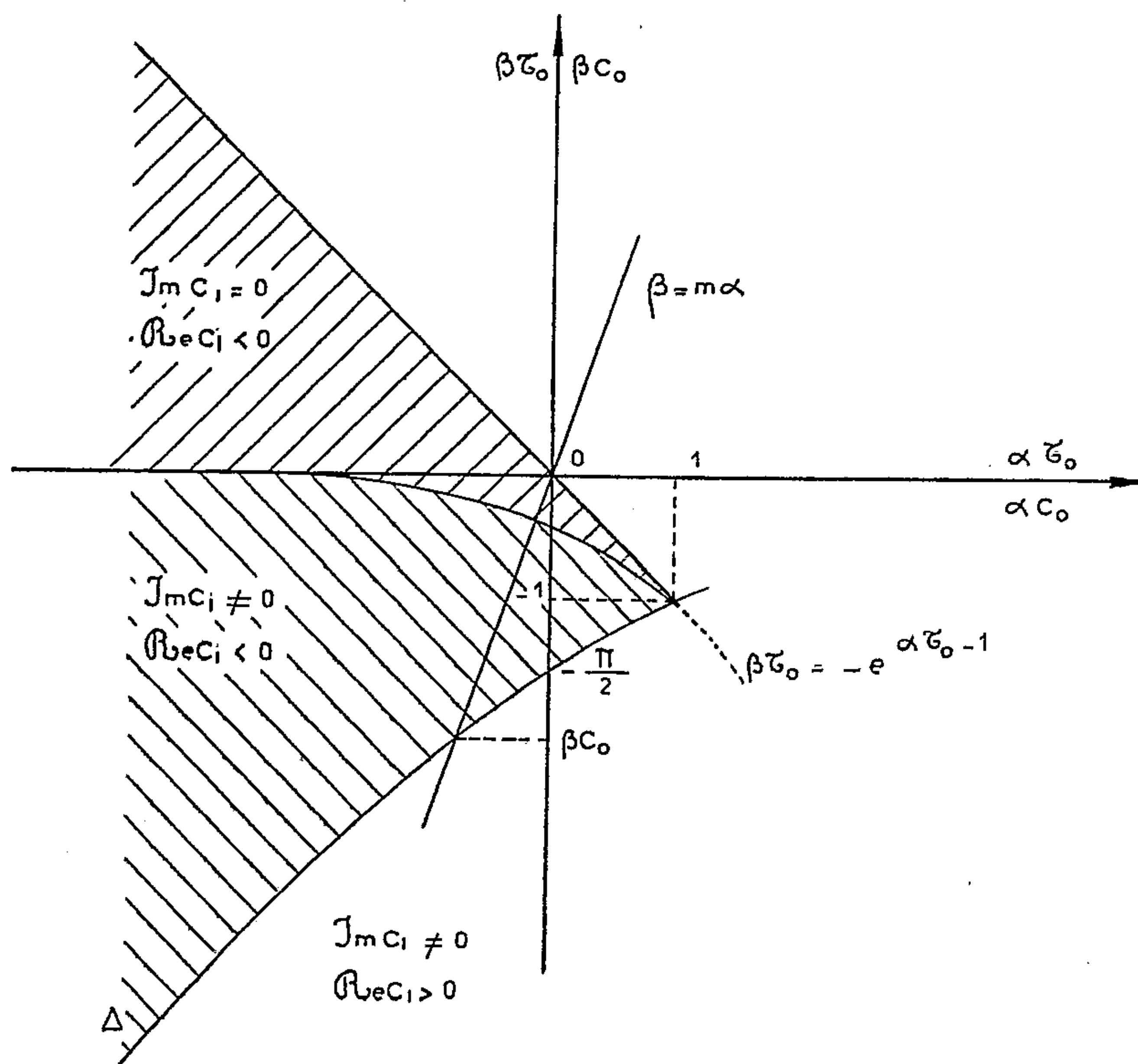
$$f(u) = \tau_0 + \tau_1 u(t) + \tau_2 u^2(t) + \ldots, \tag{4}$$

ce qui conduit à l'équation générale

(5) $$T_0 u'(t) + u(t) + kHu[t - f(u)] = T_0 V'_e(t) + V_e(t).$$

L'équation (3) sans second membre admet une solution de la forme ae^{ct}. Son équation caractéristique est le quasi polynome

(6) $$z = \alpha\tau_0 + \beta\tau_0 e^{-z}, \quad \text{avec} \quad z = c\tau_0, \quad \alpha T_0 = -1, \quad \beta T_0 = -kH.$$



A la suite de nombreux travaux antérieurs remontant à 1899, Andronov [4] a montré que (6) est un quasi-polynome de Hurwitz lorsque $\alpha\tau_0$ et $\beta\tau_0$ se situent dans la région hachurée de la figure. Dans cette région on a donc $\mathcal{R}_e c_i < 0$.

La solution de (3) est alors

(7) $$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t-x)\left[V_e(x) + T_0 \frac{dV_e(x)}{dx}\right] dx,$$

où $y(t) = \sum_i a_i e^{c_i t}$ est la solution de (3) lorsque le second membre est une impulsion unitaire.

La notion de stabilité étant liée à la continuité de $y(t)$ remarquons que cette continuité pour tout $t > 0$ ne découle pas nécessairement de la condition $\mathcal{R}_e c_i < 0$: il est nécessaire d'examiner à ce sujet la convergence de la série.

Dans le cas particulier où $V_e(t)$ est un échelon de hauteur h, il est connu [5] que le terme $T_0\, V'_e(t)$ est équivalent à la condition $u(0) = h$. Il est possible de démontrer que cette équivalence reste valable pour (5). Dans ces conditions, en posant $u = v + ch$ avec $c^{-1} = 1 + k\mathrm{H}$; (3), (4) et (5) se réduisent à

$$(3') \qquad v'(t) = \alpha v(t) + \beta v(t - \tau_0),$$
$$(4') \qquad f_c[v(t), h] = [\tau_0 + \tau_1 ch + \tau_2 c^2 h^2 + \ldots] + [\tau_1 + 2\tau_2 ch + \ldots]\, v(t) + [\tau_2 + \ldots]\, v^2(t) + \ldots,$$
$$(5') \qquad v'(t) = \alpha v(t) + \beta v(t - f_c).$$

Or, on sait [6] que tant qu'on se réfère aux propriétés intrinsèques, le régime stationnaire périodique d'un système non conservatif tel que (5′) ne se distingue pas de celui d'un système linéaire autonome tel que (3′). Donc, si un tel régime périodique existe pour (5′), f_c sera équivalent à une constante c_0 : $c_0 = \mathrm{M}_t\, f_c\, [v(t), h]$, où M_t est un certain opérateur de moyenne sur la variable t. La constante c_0 dépend donc de l'amplitude de v en régime stationnaire.

On peut déterminer c_0 comme le point commun (*fig.*) à la courbe Δ et à la droite $\beta = m\alpha$ qui caractérise le système étudié. La pulsation Ω du mouvement est donnée par la solution principale de

$$(6') \qquad \lim_{a \to 0}\, (\alpha c_0 + \beta c_0\, e^{-a}\, e^{-j\Omega c_0} - a - j\Omega c_0) = 0.$$

La connaissance de c_0 et de l'opérateur M_t permet, en principe, de déterminer aussi l'amplitude du mouvement périodique.

(1) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2514.

(2) H. Kröemer, *Arch. Elek. Übertr.*, 8, mai 1954, p. 225-228; C. A. Lee, *Bell. Syst. Tech. J.*, 35, janvier 1956, p. 23-34.

(3) D. E. Thomas et J. L. Moll, *Proc. Inst. Radio Engrs*, juin 1958, p. 1177-1184.

(4) Andronov et Majer, *Automatika i telemekhanika*, 7, 1946, p. 15-41.

(5) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1466.

(6) C. D. Birkoff, *Am. Math. Soc. Colloq. Pub.*, 9, 1927.

(*Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique industrielle, E.N.S.E.E.H., 4, boulevard Riquet, Toulouse.*)

OPTIQUE. — *Variation des constantes optiques du bismuth en couche mince, en fonction de l'épaisseur, entre* 2,5 *et* 10 μ. Note (*) de M. **Robert Burtin**, présentée par M. Jean Lecomte.

Préparation par évaporation, dans un vide poussé, de couches minces de bismuth; leur étude aux rayons X et au microscope électronique; mesure de leur épaisseur; calcul des indices n et k; comparaison des valeurs obtenues avec celles d'autres auteurs.

Les couches minces de bismuth sont obtenues par évaporation dans le vide. On a utilisé du bismuth Johnson, Matthey and Co., spectroscopiquement pur, qui n'attaque pas les creusets de tungstène. Le vide, en cours d'évaporation, était toujours inférieur à 3.10^{-6} mm Hg, la vitesse d'évaporation assez rapide, de l'ordre de 30 Å/s. On a réalisé ainsi une vingtaine de couches sur des disques polis de sel gemme et de fluorine. Malheureusement, les surfaces bien polies de sel gemme s'altèrent rapidement, et les couches déposées dessus n'ont pas des propriétés reproductibles à la précision cherchée ici. Au contraire, la reproductibilité des propriétés optiques des couches déposées sur fluorine est assez étonnante : par exemple, on a obtenu par hasard deux couches de même épaisseur, dont les facteurs de transmission et de réflexion ne diffèrent pas de plus de quelques millièmes dans toute la bande de fréquences considérée.

Une étude a été faite à l'Institut d'Optique par M. P. Croce et ses collaborateurs sur la structure de nos couches minces de bismuth. Celles-ci ont été examinées aux rayons X et au microscope électronique. Quel que soit leur support, elles présentent une très forte orientation, l'axe trigonal étant perpendiculaire à la surface. Cependant, si l'on examine une réplique de leur surface au microscope électronique, on y voit, en plus d'un pavage assez régulier orienté comme il a été dit, des « pics » assez nombreux et d'orientations diverses, s'élevant en moyenne à 1 000 Å de la surface, soit une à deux fois l'épaisseur de la couche. Les dimensions de ces diverses structures ne dépassent pas 1 500 Å, ce qui explique pourquoi ces couches paraissent à l'œil parfaitement polies.

Les épaisseurs sont mesurées par un interféromètre Françon-Nomarski. Elles sont connues à 10 Å près, soit à 1 ou 2 % en valeur relative. On a mesuré la transmission et la réflexion de ces couches sur un spectrophotomètre Perkin-Elmer 112-U. Les mesures ont été faites, point par point, de 2,5 à 10 μ. Au-dessous de 2,5 μ, leur facteur de transmission devient inférieur à 5 %, au-dessus de 10 μ, la fluorine ne transmet plus. Leur facteur de réflexion est mesuré en incidence quasi normale par rapport à un miroir d'or. Pour connaître la valeur absolue du facteur de réflexion de l'or, on a pris le détour suivant : ayant réalisé, par évaporation rapide, un miroir d'or, un deuxième d'argent, un dernier d'aluminium, on compare immédiatement leur réflexion; prenant alors pour l'un d'entre eux les

valeurs absolues du facteur de réflexion que donne Hass ([1]), on a calculé les valeurs absolues des deux autres et on les a trouvées égales, au millième près, à celles qu'il donne aussi. Admettant par conséquent les valeurs de Hass pour un miroir d'or fraîchement préparé, on peut en suivant son évolution, connaître la valeur absolue de son facteur de réflexion à quelques millièmes près. Dans tous les cas, on estime connaître les facteurs de transmission ou de réflexion à 2 % près, le plus souvent à 0,5 % près.

A partir de ces données, on a calculé les indices n et k du bismuth par approximations sucessives. Commencés à la main, les calculs sont achevés sur la calculatrice Gamma-Bull de l'Institut Blaise Pascal, grâce à un

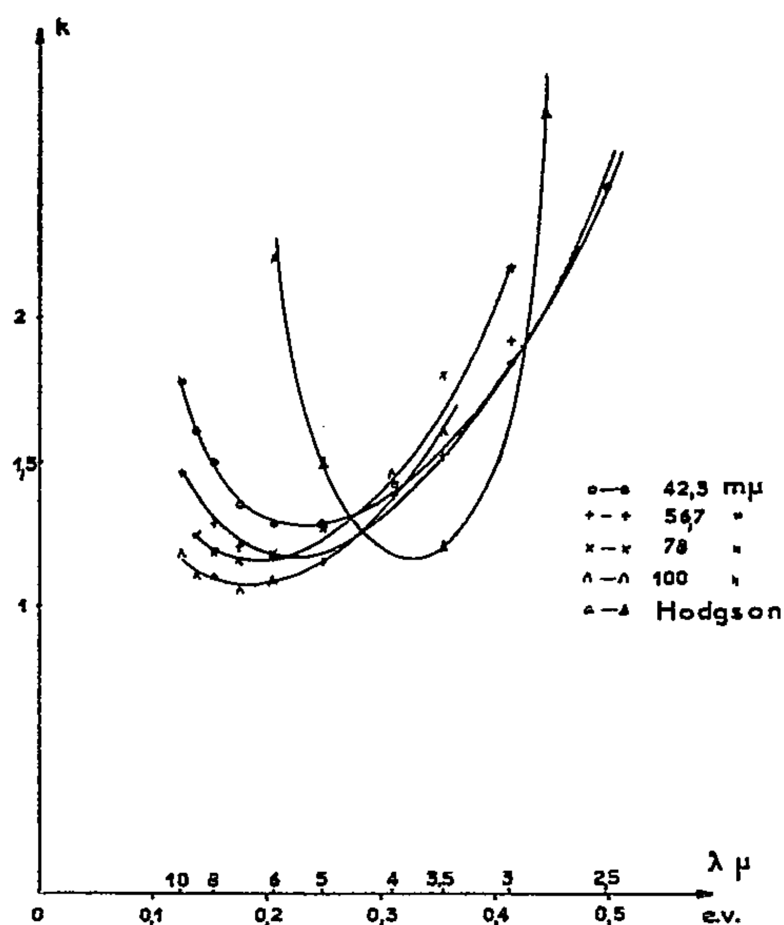


Fig. 1.

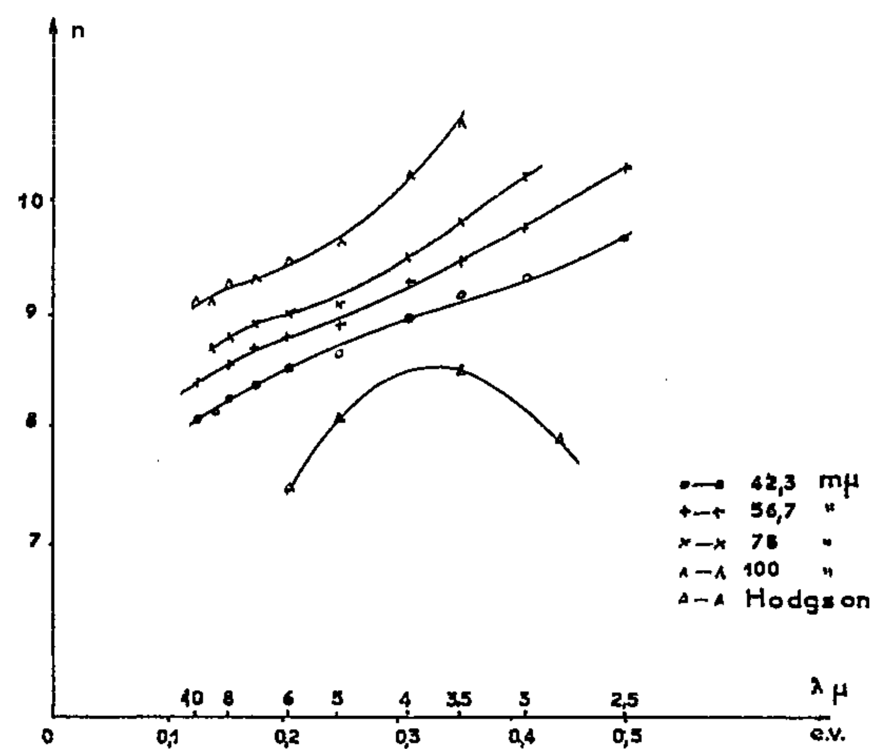


Fig. 2.

programme obligeamment établi par la Compagnie Bull. On pousse les approximations jusqu'à ce que les erreurs de calculs soient très inférieures à celles dues aux erreurs de mesure. La précision est au moins de 1 % pour n, de 5 % pour k, et bien meilleure le plus souvent.

Les figures 1 et 2 représentent $k(\lambda)$ et $n(\lambda)$ pour diverses épaisseurs (ordonnées en électrons-volts); les figures 3 et 4 donnent $k(d)$ et $n(d)$, où d est l'épaisseur de la couche, pour diverses longueurs d'onde. On constate que le minimum de $k(\lambda)$ se déplace vers les faibles énergies, quand l'épaisseur croît, suivi aussi par le point d'inflexion de $n(\lambda)$. Les figures 3 et 4 font apparaître un minimum de $k(d)$ pour $d \approx 52$ mμ, tandis que $n(d)$ croît linéairement pour $d \leq 80$ mμ.

Les mesures des constantes optiques du bismuth dans cette région sont assez rares. Celles de Markov et Lindstrem ([2]) sont faites sur des couches d'épaisseur plus forte présentant probablement la même orientation privilégiée que les nôtres. Celles de Hodgson ([3]), au contraire, ont été exécutées, à partir de mesures de réflexion en incidence oblique sur des

plaquettes opaques sans orientation privilégiée. On doit ainsi expliquer pourquoi les valeurs de $n(\lambda)$, données par Markov et Lindstrem, sont plus proches des nôtres que celle de Hodgson, et que le minimum de $k(\lambda)$ se place de même vers 0,2 eV et non vers 0,3 eV. On sait, en effet ([4]), que le bismuth se montre très anisotrope. Il est plus difficile d'expliquer pourquoi Markov et Lindstrem ont trouvé des valeurs de $k(\lambda)$ aussi faibles.

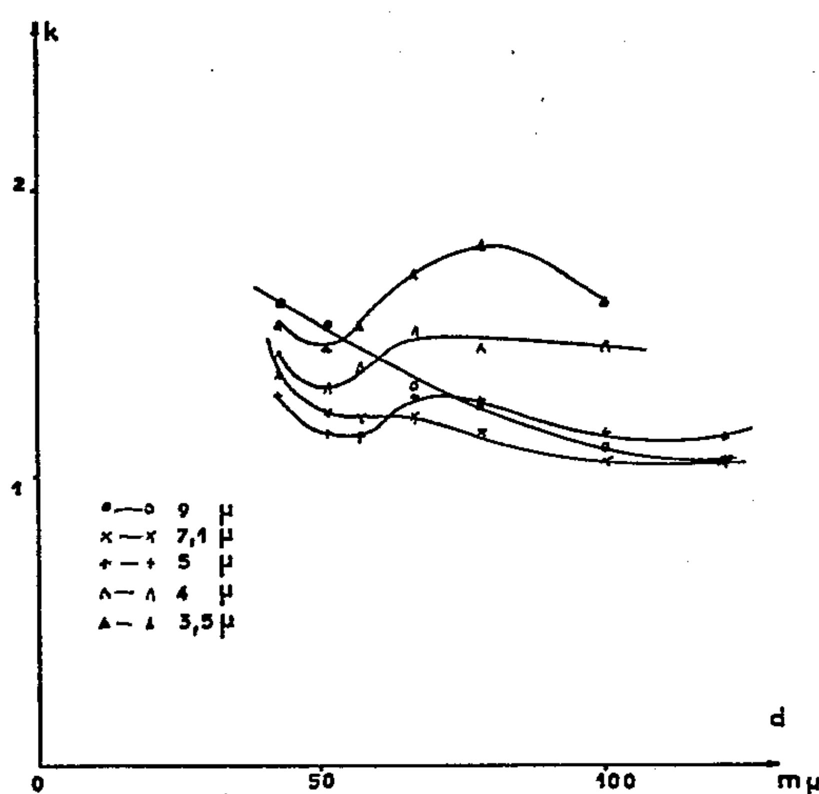


Fig. 3.

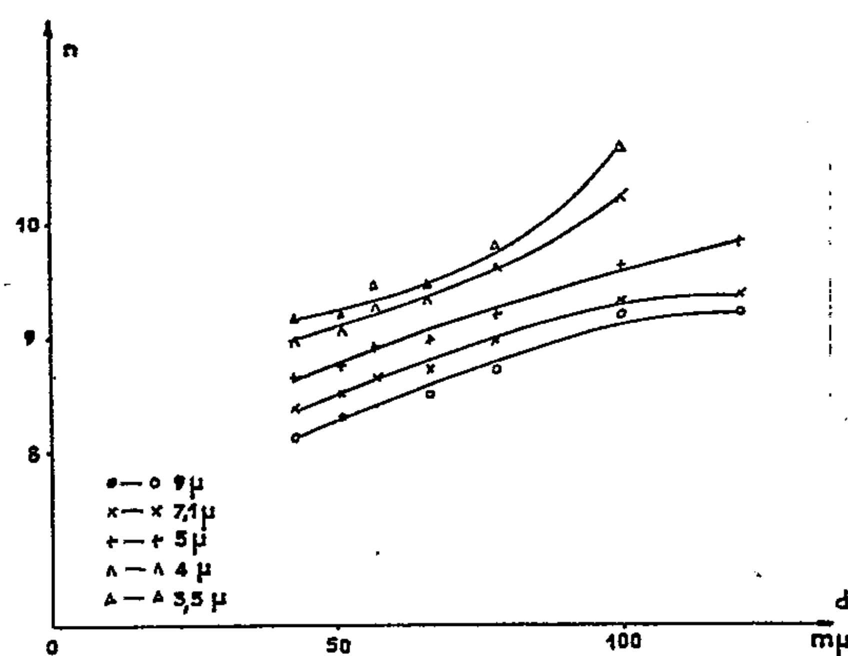


Fig. 4.

Il semble encore prématuré d'essayer de rattacher ces résultats aux propriétés électroniques du bismuth. Nous ne connaissons, pour une longueur d'onde donnée, que trois données expérimentales : réflexion, transmission et variation avec l'épaisseur. C'est insuffisant pour déterminer le nombre effectif des électrons, leurs diverses masses effectives, leur libre parcours moyen, sans compter l'influence de la surface sur la réflexion spéculaire des électrons et l'influence des trous libres. Des mesures en incidence oblique, qui vont être entreprises, permettront peut-être de préciser nos idées.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) HASS in *American Institute of Physics Handbook*, 6, n° 108, Mc Graw-Hill Book Company.

(2) MARKOV et LINDSTREM, *Optika y Spectroscopia*, 7, n° 3, 1959.

(3) HODGSON, *Proc. Phys. Soc.*, B, 67, 1954, p. 269.

(4) B. LAX, *Rev. Mod. Phys.*, 30, n° 1, 1958.

SPECTROSCOPIE. — *Étude sur la température de rotation des bandes d'Angström $^1\Sigma$—$^1\Pi$ de l'oxyde de carbone, émises dans une cathode creuse.* Note (*) de M. SCHAME WENIGER, présentée par M. André Danjon.

Le spectre des bandes $^1\Sigma$ — $^1\Pi$ (bandes d'Angström) de CO a été obtenu par une décharge dans une cathode creuse, soit à la température ambiante, soit à la température de l'azote liquide. Les mesures d'intensités relatives des raies de rotation permettent de déterminer la température de rotation de quelques bandes de ce système dans ces conditions expérimentales.

Le but de la présente Note est de donner quelques renseignements sur la répartition des intensités et sur la température de rotation des bandes du système $^1\Sigma$—$^1\Pi$ de l'oxyde de carbone (bandes d'Angström). Le spectre a été émis par une décharge à haute tension continue (1000 V, 20 mA) dans une cathode creuse remplie d'oxygène. Ce gaz, dont la pression variait entre 0,05 à 0,2 mm Hg, contenait des traces d'oxyde de carbone. La cathode creuse se trouvait pendant la décharge, soit à la température ambiante. soit à la température de l'azote liquide.

Pour photographier l'émission, j'ai utilisé le spectrographe de la S.G.O. ayant une dispersion de 45 Å/mm vers 5 000 Å et un spectrographe à réseau-échelle donnant une dispersion linéaire de 2,5 Å/mm dans les ordres élevés. J'ai employé la méthode classique de la photométrie photographique pour étalonner les clichés et déterminer les intensités relatives des raies. Le spectre montre les bandes d'Angström $^1\Sigma$— $^1\Pi$ de CO. Ce système s'étend du rouge au violet et l'on observe les bandes : (0,5) 6 620 Å; (0,4) 6 080 Å; (0,3) 5 611 Å; (0,2) 5 198 Å; (0,1) 4 835 Å; (0,0) 4 511 Å; (1,1) 4 393 Å et (1,0) 4 123 Å. L'aspect de leur structure de rotation paraît nettement différent suivant les conditions expérimentales. Les spectres obtenus à « chaud » ont une structure de rotation très développée. L'allure générale des bandes (0,2) 5 198 Å; (0,1) 4 835 Å; (0,0) 4 511 Å photographiées à l'aide du spectrographe à faible dispersion est illustrée par les spectres *a* et *b* de la figure 1.

Le spectre *a* reproduit l'émission obtenue à la température ambiante. On reconnaît un maximum fin qui forme la tête de bande, constituée par les premières raies de la branche P, suivi par les premières raies des branches Q et R non séparées. Les raies suivantes de ces dernières branches sont mesurables et atteignent une valeur de $J = 25$. Le spectre *b* représente les mêmes bandes photographiées à basse température. Les bandes se trouvent rétrécies. Après le premier maximum qui constitue la tête de bande (branche P), on observe quelques raies des branches Q et R. Ces bandes étroites ont pu être toutefois résolues à l'aide du spectrographe à réseau. Le spectre *c* montre l'aspect de la bande (0,2) 5 198 Å ainsi obtenue. La dernière raie observée est la raie Q(15). Une telle répartition d'intensité caractérise bien une émission à basse température.

On sait que l'aspect d'une bande moléculaire dépend de la position et de l'intensité relative des raies qui la composent. La position des raies de rotation détermine les moments d'inertie B′ et B″ de la molécule. Leur intensité relative peut fournir la valeur de la température de rotation. En effet, si l'on admet une distribution thermique, dite de Boltzmann, des molécules sur leurs divers états de rotation (ce qui a lieu dans plusieurs

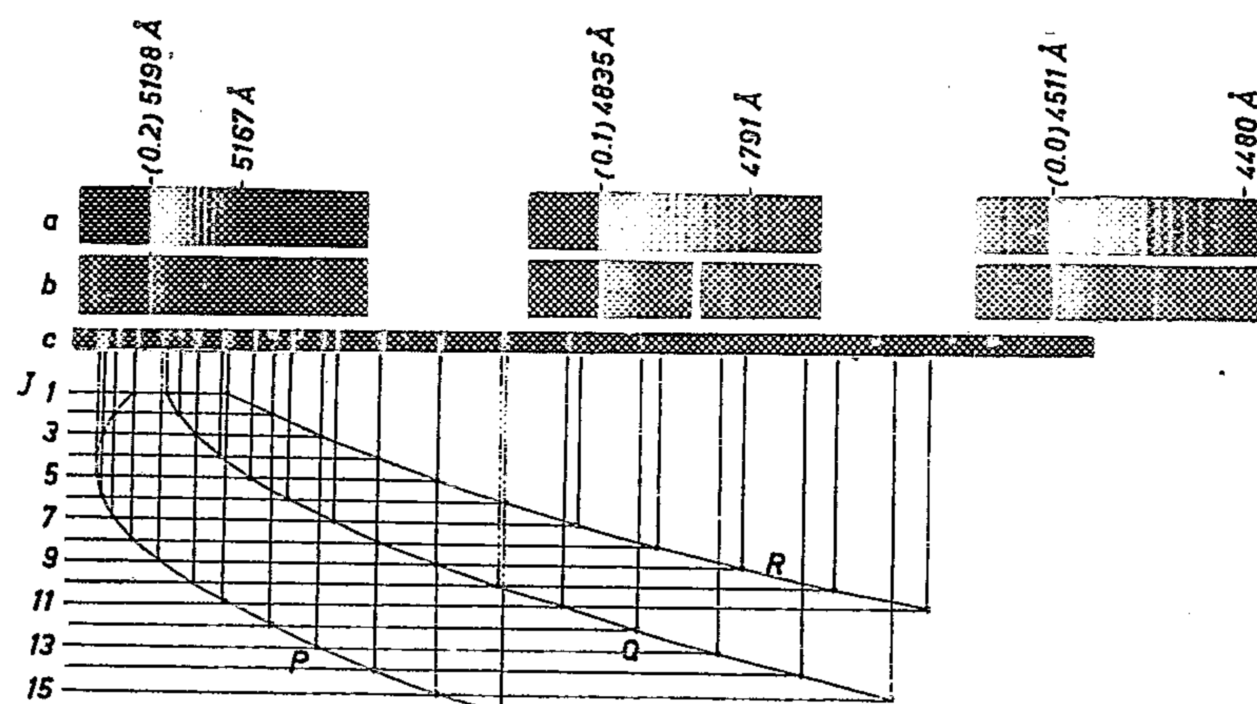


Fig. 1. — Bandes d'Angström ${}^1\Sigma - {}^1\Pi$ de CO.

sources d'émission : arcs, flammes, étincelles), l'intensité d'une raie, en émission, est donnée par l'expression suivante :

$$\mathrm{I} = \mathrm{Cte}\,.\,i\,e^{-\frac{B'_v J'(J'+1)hc}{kT}}. \tag{1}$$

Le facteur d'intensité i est lié à la transition électronique de la bande; sa valeur diffère aussi avec la branche de rotation donnée.

La formule (1) peut s'écrire sous la forme

$$\log_e \frac{\mathrm{I}}{i} = \log_e \mathrm{Cte} - \frac{B'_v J'(J'+1)}{0{,}7\,\mathrm{T}}. \tag{2}$$

Si l'on porte en ordonnées $\log_e(\mathrm{I}/i)$ et en abscisses J′ (J′ + I) on obtient une droite dont la pente permet de déterminer la température de rotation.

Les mesures d'intensité des raies de rotation ont été effectuées pour les trois branches des bandes d'Angström de CO. Les mesures concernant les raies P et R sont moins précises que celles de la branche Q qui est la plus intense dans la transition ${}^1\Sigma - {}^1\Pi$. La figure 2 montre l'allure des courbes obtenues en appliquant l'équation (2).

Les courbes I caractérisent l'émission à la température ambiante. La température de rotation déduite de ces courbes est : 324, 321 et 315° K pour les bandes 5 198, 4 511 et 4 835 Å respectivement (branche Q). Les courbes II fournissent les valeurs de la température de rotation dans le cas de l'émission à la température de l'azote liquide (branche Q). Ces valeurs

sont : 232° K pour les bandes 4 511 et 4 835 Å et 240° K pour la bande 5 198 Å. Knauss et Mac Cay (1) en chauffant le tube à décharge dans un four ont déduit de leurs mesures d'intensité une température de rotation de l'ordre de 600° K. L'examen des courbes de la figure 2 montre que les points correspondants aux petites valeurs de J ne se placent pas sur la

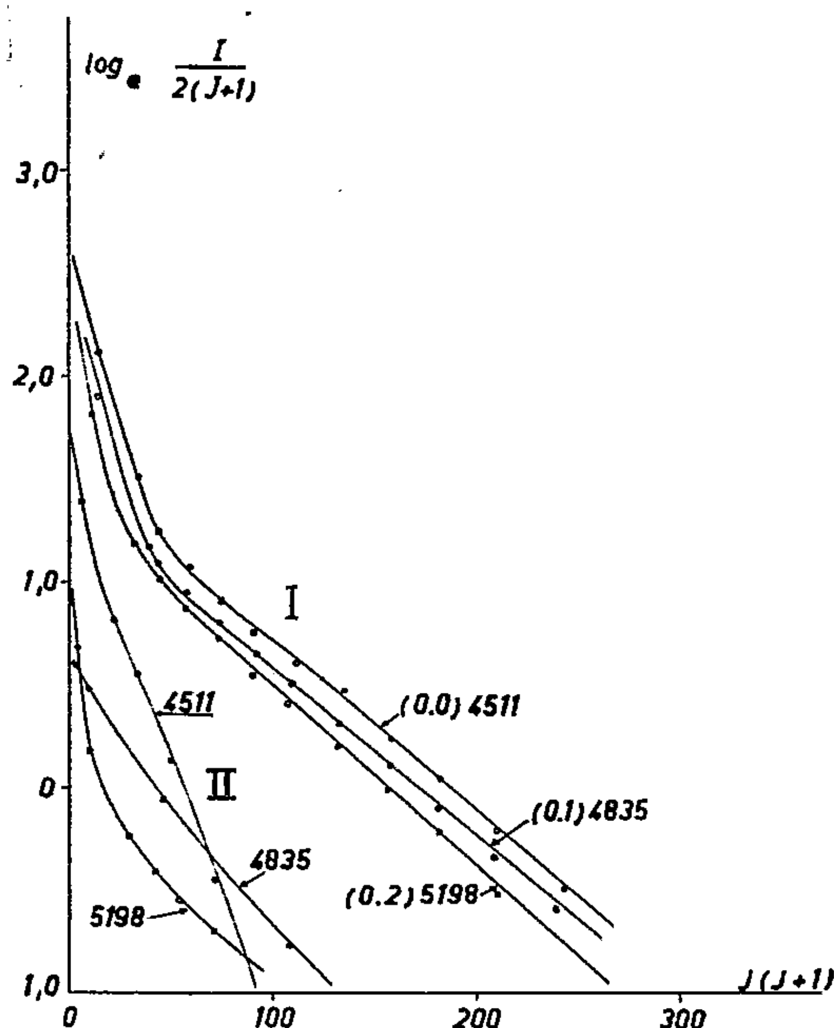


Fig. 2.

droite correspondant aux grandes valeurs de J. Des cas analogues ont été signalés par Gaydon et Wolfhard (2), lors de leurs études sur la température de rotation de OH dans les spectres des flammes à basse pression. La température déterminée pour de faibles valeurs de J diffère notablement de celle déduite pour des valeurs plus élevées de J. Toutefois, en raison du manque de précision de mes mesures au voisinage de la tête de bande, il n'est pas possible d'indiquer avec certitude une température correspondant à de faibles valeurs de J.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(1) Knauss et Mac Cay, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 1143.
(2) *Voir* Gaydon, *The Spectroscopy of flames*, Chapman et Hall Ltd, London, 1957, p. 145.

SPECTROSCOPIE. — *Sur l'origine des fonds continus apparaissant dans le spectre de la lumière émise par les décharges condensées dans les gaz rares.* Note (*) de M. **François Gans**, présentée par M. Jean Lecomte.

Comparaison et critique de diverses théories; essai d'interprétation des phénomènes observés.

Une Note récente [1] a indiqué les principaux résultats expérimentaux de nos recherches sur les spectres continus émis par les gaz rares traversés par des décharges condensées.

Nous avons comparé les répartitions observées avec celles qui découlent des théories déjà proposées. Notons que parmi celles-ci, seul un petit nombre a été poussé suffisamment dans le détail pour qu'il soit possible d'en déduire une répartition spectrale.

Finkelnburg [2] a supposé que le fond continu doit être attribué à des freinages d'électrons dans le champ des atomes ionisés par la décharge, c'est-à-dire dans un champ coulombien. Un tel mécanisme est analogue à celui qui, conformément à la théorie de Kramers, est à l'origine du spectre continu des rayons X. Comme on le sait la répartition énergétique de ces spectres est indépendante de la fréquence, et, par conséquent, de la nature du gaz traversé par la décharge.

Unsöld [3], en vue d'expliquer les spectres continus observables dans le rayonnement des étoiles, — émis dans des conditions très différentes de celles qui caractérisent les décharges condensées, — a proposé une explication différente de celle de Finkelnburg, mais conduisant à prévoir la même répartition.

Townsend et ses collaborateurs [4] ont attribué les fonds continus à des chocs d'électrons sur les atomes neutres du gaz.

La répartition spectrale, que nous avons observée, est très différente de celle qu'on peut déduire des calculs de Finkelnburg et d'Unsöld; elle dépend de la nature du gaz et des conditions d'excitation; un tel phénomène ne peut s'interpréter que si, d'une façon ou d'une autre, on fait intervenir les propriétés de l'atome neutre.

Nous avons cherché à préciser les vues de Townsend, en nous aidant des résultats d'un calcul dû à Nedelsky [5]. Cet auteur, prenant un modèle simplifié de l'atome neutre, représenté par un centre positif entouré d'une coquille sphérique négative, a pu montrer qu'un édifice de ce type, recevant un électron, émettait du rayonnement conformément à des lois très différentes, suivant la vitesse de l'électron d'impact. On le comprend, puisque, si l'électron est lent, il doit rester à l'extérieur de l'édifice atomique; si,

au contraire, il est rapide, il passe au voisinage du noyau en émettant des rayons X.

Pour des énergies cinétiques intermédiaires, de l'ordre de 25 à 200 eV, l'électron peut pénétrer dans l'atome; mais n'atteint pas les régions très proches du noyau. On a alors affaire à une loi également intermédiaire, et la brillance énergétique du gaz, en fonction de la fréquence J_ν, est de la forme

$$J_\nu = DCV^{\frac{1}{2}} N_0^{\frac{3}{2}} l^{\frac{1}{2}} f(W),$$

où

D est une constante;

C, la capacité du condensateur de charge;

V, la tension aux bornes du tube;

N_0, le nombre d'atomes neutres par unité de volume;

l, la longueur du tube;

et f (W), une fonction, calculée par Nedelsky, de la vitesse W des électrons.

On a, d'après Nedelsky :

$$f(W) = \frac{32\pi^2 z^2 e^6}{\left[1 + \left(\frac{Z^2}{2W}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{Za}{22}\right)^4}\right]^2} \frac{1}{3^{\frac{3}{2}} c^3 m^2 c^2},$$

où

e représente la charge de l'électron;

m, la masse de l'électron;

c, la vitesse de la lumière;

Z, le nombre atomique de l'atome heurté;

a, le rayon de cet atome.

Cette expression rend assez bien compte des variations de l'intensité en fonction de la pression, de la tension aux bornes et de la capacité du condensateur de charge.

Lorsqu'on fait varier le nombre atomique Z, on trouve pour trois valeurs de W, les variations suivantes des valeurs J :

	He.	Ne.	A.	Kr.	Xe.
J(W = 20).......	4	4	3	11	11
J(W = 50).......	4	33	64	220	260
J(W = 100)......	4	70	160	650	1 700

Les valeurs de J_ν varient donc dans les trois cas, respectivement comme les nombres 1, 1, 0,6, 2,6, 2,6; 1, 8, 16, 55, 65; 1, 17, 40, 160, 425 qui, pour les valeurs de W comprises entre 50 et 100, correspondent à peu près aux conditions de mes expériences.

On obtient ainsi un sens de variation correct des résultats expérimentaux, et même un ordre de grandeur à peu près satisfaisant.

La théorie montre, de plus, que la répartition spectrale passe par un maximum pour décroître vers les faibles fréquences, ce qui est également un résultat que nous avons pu mettre en évidence, en étudiant la répartition de la lumière émise vers l'infrarouge.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(1) F. GANS, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2764.
(2) W. FINKELNBURG, *Z. Phys.*, D, 88, 1934, p. 297, 763 et 768.
(3) A. UNSÖLD, *Ann. Phys.*, D, 33, 1938, p. 607.
(4) J. S. TOWNSEND et al., *Phil. Mag.*, Grande-Bretagne, 14, 1932, p. 318.
(5) I. MEDELSKY, *Phys. Rev.*, U. S. A., 42, 1932, p. 641.

(*Laboratoire d'infrarouge technique et appliqué, Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

SPECTROSCOPIE INFRAROUGE. — *Étude expérimentale de la polarisation de la lumière par les réseaux échelette entre* 1 *et* 600 μ. Note (*) de MM. **Armand Hadni, Edmond Décamps,** Mlle **Denise Grandjean** et M. **Christian Janot,** présentée par M. Jean Lecomte.

Résumé de l'étude d'une douzaine de réseaux, en lumière polarisée, en vue de leur utilisation rationnelle dans nos spectromètres. Les effets de polarisation apparaissent très importants et complexes. L'étude complète sera publiée ultérieurement.

1. *Spectre d'ordre zéro des radiations de grandes longueurs d'onde* ($\lambda > 100\,\mu$) (λ, *longueur d'onde*). — Dans notre appareil [1], nous introduisons un polariseur formé par quatre feuilles de polythène. Il est traversé par un faisceau de lumière parallèle, tombant sensiblement sous l'incidence brewstérienne. La lumière est complètement polarisée, avec un facteur de transmission variant entre 65 et 90 % pour la composante transmise (*fig.* 3). On remplace l'un des miroirs plans par un réseau supplémentaire. La première étude concerne trois réseaux, ayant même angle de miroitement ($\xi \simeq 26^o$), éclairés sous la même incidence ($i \simeq 45^o$), mais les traits du réseau sont plus ou moins serrés (écartement $b = 500$, 220 et 125 μ). La région spectrale s'étendant de 150 à 350 μ, on voit que λ/b varie de 0,3 à 2,8. Les figures 1 et 2 représentent les pouvoirs réflecteurs en fonction de λ/b, lorsque le plan de

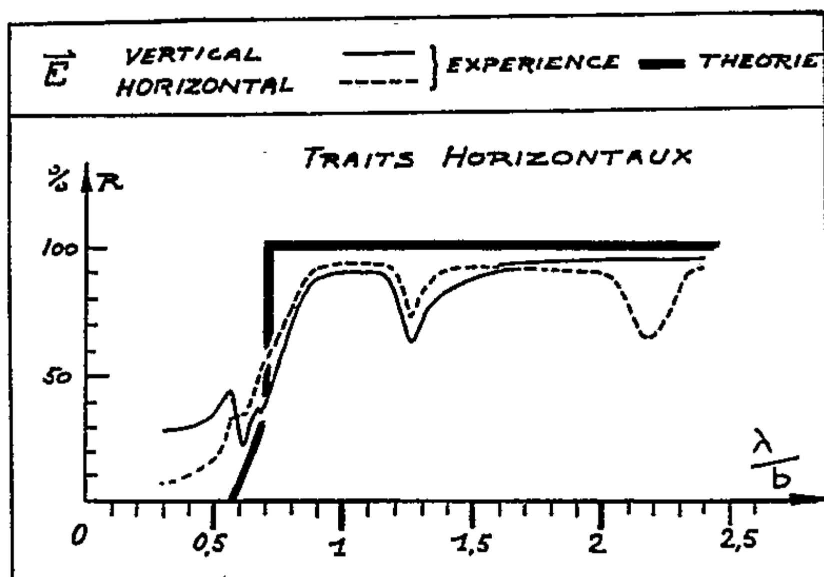


Fig. 1.

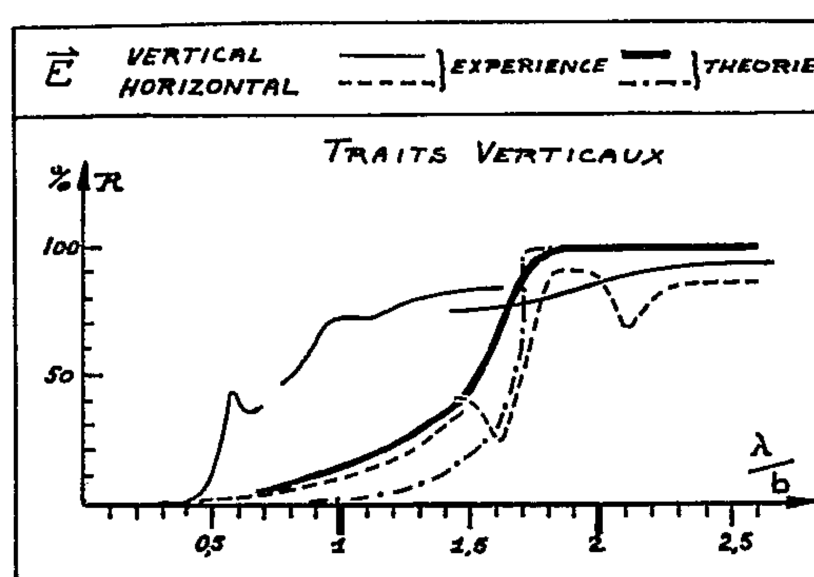


Fig. 2.

section principale du réseau est respectivement perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence. On voit, sur la figure 1, que le pouvoir réflecteur reste sensiblement le même pour les deux polarisations et qu'un réseau à traits horizontaux réfléchit plus de 90 %, dès que $\lambda/b > 1$ et souvent moins de 20 % dès que $\lambda/b < 0,5$. C'est une bonne vérification de notre théorie scalaire [1]. Au contraire, lorsque les traits sont verticaux (*fig.* 2), le pouvoir réflecteur se montre souvent beaucoup plus grand, lorsque $\vec{E}$ est parallèle aux traits. La théorie scalaire apparaît donc absolument erronée dans ce cas. Par contre, la courbe théorique (trait ponctué), surtout lorsqu'on

tient compte des deux séries de facettes (trait épais), est assez bien vérifiée pour l'autre polarisation. On notera, dans les deux figures, des anomalies : pour $\lambda/b \simeq 1{,}6 - 2{,}1$ (traits verticaux) et $\lambda/b \simeq 0{,}6 - 1{,}2 - 2{,}2$ (traits horizontaux), lorsque $\vec{E}$ est dans le plan d'incidence. Nous avons vérifié l'existence de ces dernières anomalies avec un quatrième réseau étudié entre 125 et 600 μ ($b = 350$ μ).

2. Spectre d'ordre I. — 1° *Infrarouge lointain* (*fig.* 3). — Soient E, E′ et E″ les élongations de l'appareil récepteur, mesurées respectivement, sans polariseur, et lorsque celui-ci isole successivement les composantes horizontale et verticale du champ électrique; τ; T'_F, T''_F; T'_D, T''_D les

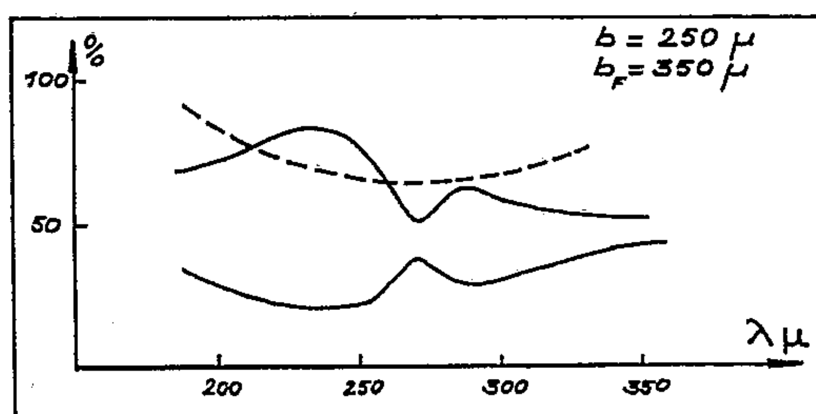


Fig. 3.

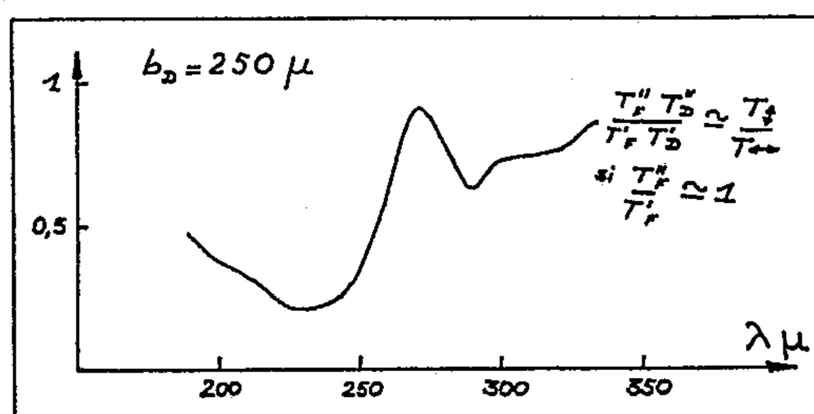


Fig. 4.

transmissions du polariseur, des filtres et du réseau disperseur. On a

$$E' = \frac{I_0}{2}\tau T'_F T'_D, \qquad E'' = \frac{I_0}{2}\tau T''_F T''_D, \qquad E = \frac{I_0}{2}(T'_F T'_D + T''_F T''_D),$$

soit $E' + E'' = \tau E$. Les courbes de la figure 3 représentent, de bas en haut :

$$\frac{E''}{E' + E''} = \frac{1}{1 + \frac{T'_F T'_D}{T''_F T''_D}}, \qquad \frac{E'}{E' + E''} = \frac{1}{1 + \frac{T''_F T''_D}{T'_F T'_D}} \qquad \text{et} \qquad \frac{E' + E''}{E} = \tau.$$

L'une ou l'autre des deux courbes inférieures peut nous donner $T''_F\, T''_D / T'_F\, T'_D$ en fonction de λ (*fig.* 4), et l'on voit, sur les équations, que le maximum de l'une correspond au minimum de l'autre conformément à la figure 3. Dans la mesure où le filtre polarise peu (*fig.* 1), on pourrait dire que la figure 4 représente T''_D/T'_D; il semblerait que la composante du champ électrique, perpendiculaire aux traits du réseau disperseur, soit favorisée et qu'il n'y ait pas inversion de la polarisation au voisinage du blaze. Ces résultats s'opposeraient aux observations de Mitsuishi et Yoshinaga entre 30 et 150 μ (Communication personnelle) et à ceux de Mizushima entre 8 et 15 μ [2], où la composante perpendiculaire aux traits n'est favorisée qu'en fin de spectre. Le retournement du réseau ne modifie pas sensiblement certains de nos spectres (*fig.* 5), résultat qui infirme toute la théorie scalaire, où l'opération reporterait la concentration de l'énergie beaucoup plus loin. Lorsqu'on se déplace vers les ondes milli-

métriques, en utilisant des réseaux à pas plus grand ($b = 500\ \mu$), le retournement du réseau recommence à produire une modification du spectre, observée par ailleurs au début du spectre infrarouge (*fig.* 6).

2° *Infrarouge proche.* — Nous avons étudié deux copies de réseau du type Merton, en lumière polarisée, dans un montage de Littrow, où le

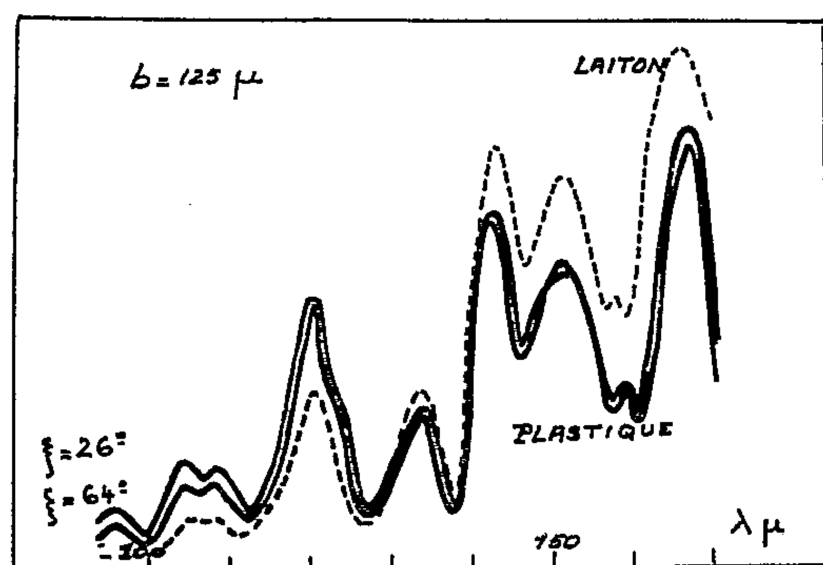


Fig. 5.

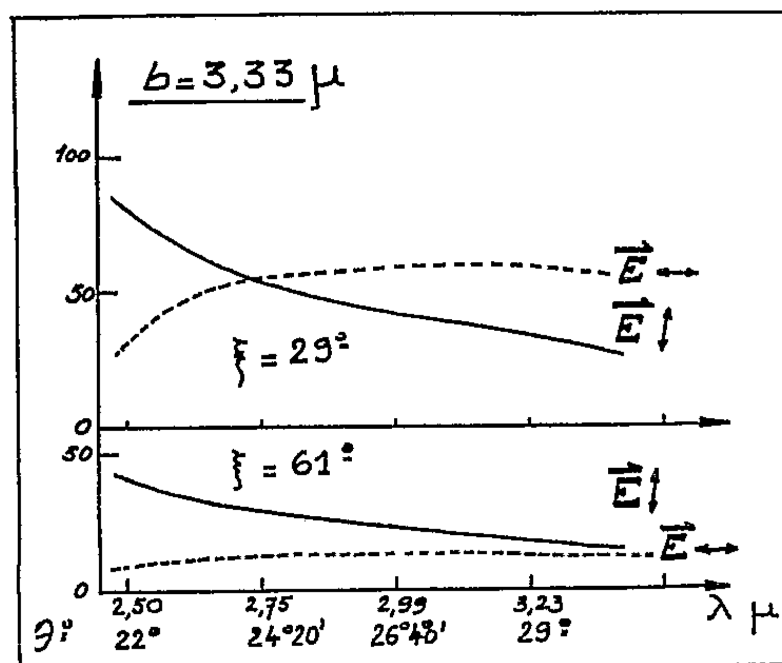


Fig. 6.

réseau est utilisé deux fois. L'effet de polarisation (*fig.* 6) apparaît exactement opposé à celui que nous décrivons plus haut sous certaines réserves, et s'accorde avec ceux que donnent les auteurs japonais. Il ne semble pas qu'on puisse faire intervenir le procédé de préparation du réseau [nous avons observé sensiblement le même spectre (*fig.* 5), avec des réseaux aussi différents qu'une copie de Bausch et Lomb et un original taillé sur laiton au laboratoire], mais il est possible que la longueur d'onde intervienne.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) A. Hadni et E. Décamps, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2048; A. Hadni, C. Janot et E. Décamps, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 705.

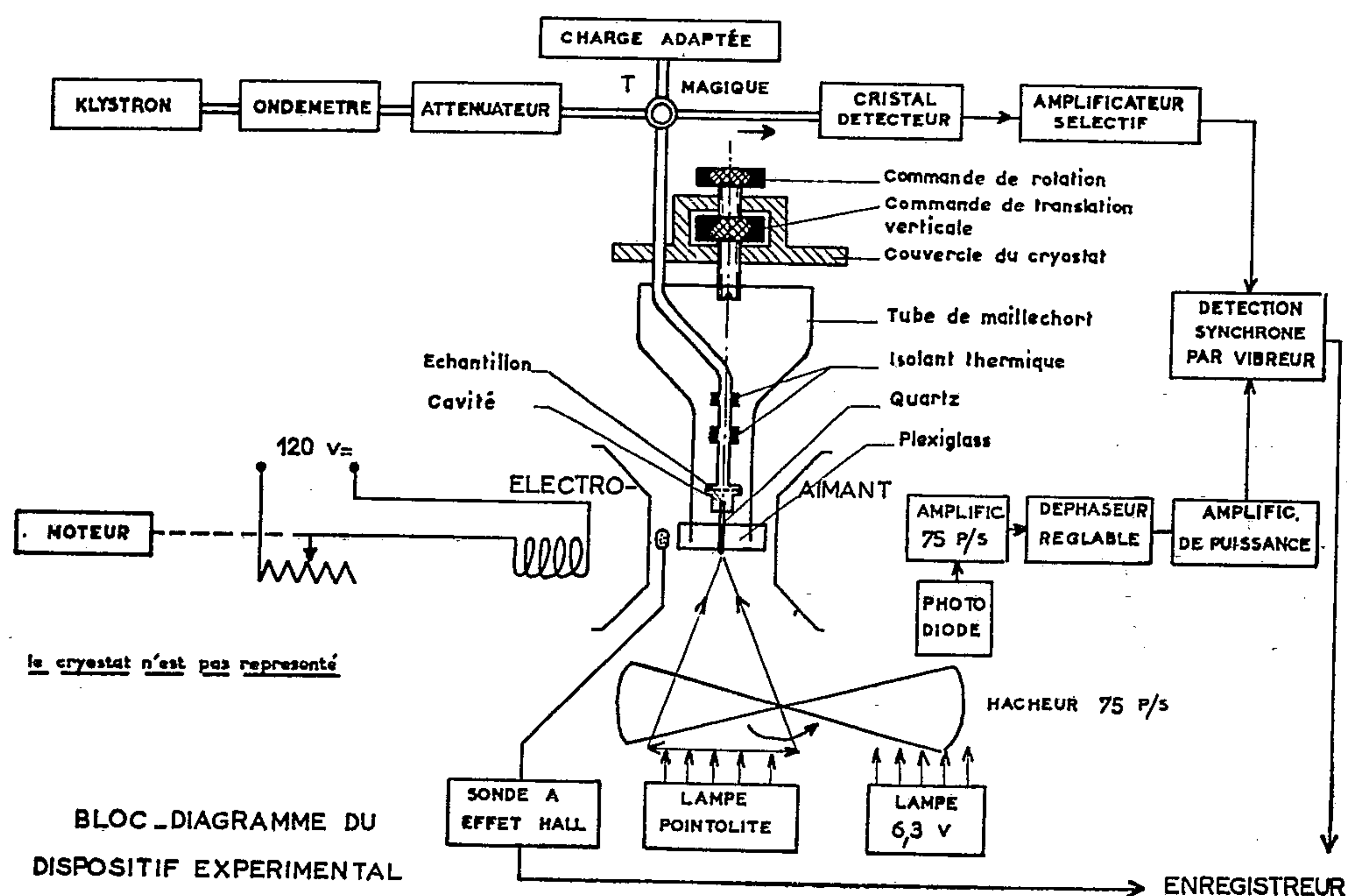
(2) A. Yamaguchi, I. Ichishima et S. Mizushima, *Spectrochimica Acta*, 12, 1958, p. 294.

(3) Strokes et Maréchal, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2051.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Expériences de résonance cyclotron dans le germanium et le silicium.* Note (*) de MM. **Wladimir Mercouroff** et **Jean-Claude Picard**, présentée par M. Jean Wyart.

On a repris les expériences de résonance cyclotron de Dresselhaus, Kip et Kittel (1), et de Dexter, Zeiger et Lax (2), à une fréquence de 36 000 Mc (bande Q).

1. Dispositif expérimental (*fig.* 1). — Il est très analogue à celui de Dexter, Zeiger et Lax (2). Pour que la résonance soit observable, la condition $\omega\tau \gg 1$ est réalisée en travaillant à la température de l'hélium liquide avec des échantillons de grande pureté.



BLOC_DIAGRAMME DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Figure 1

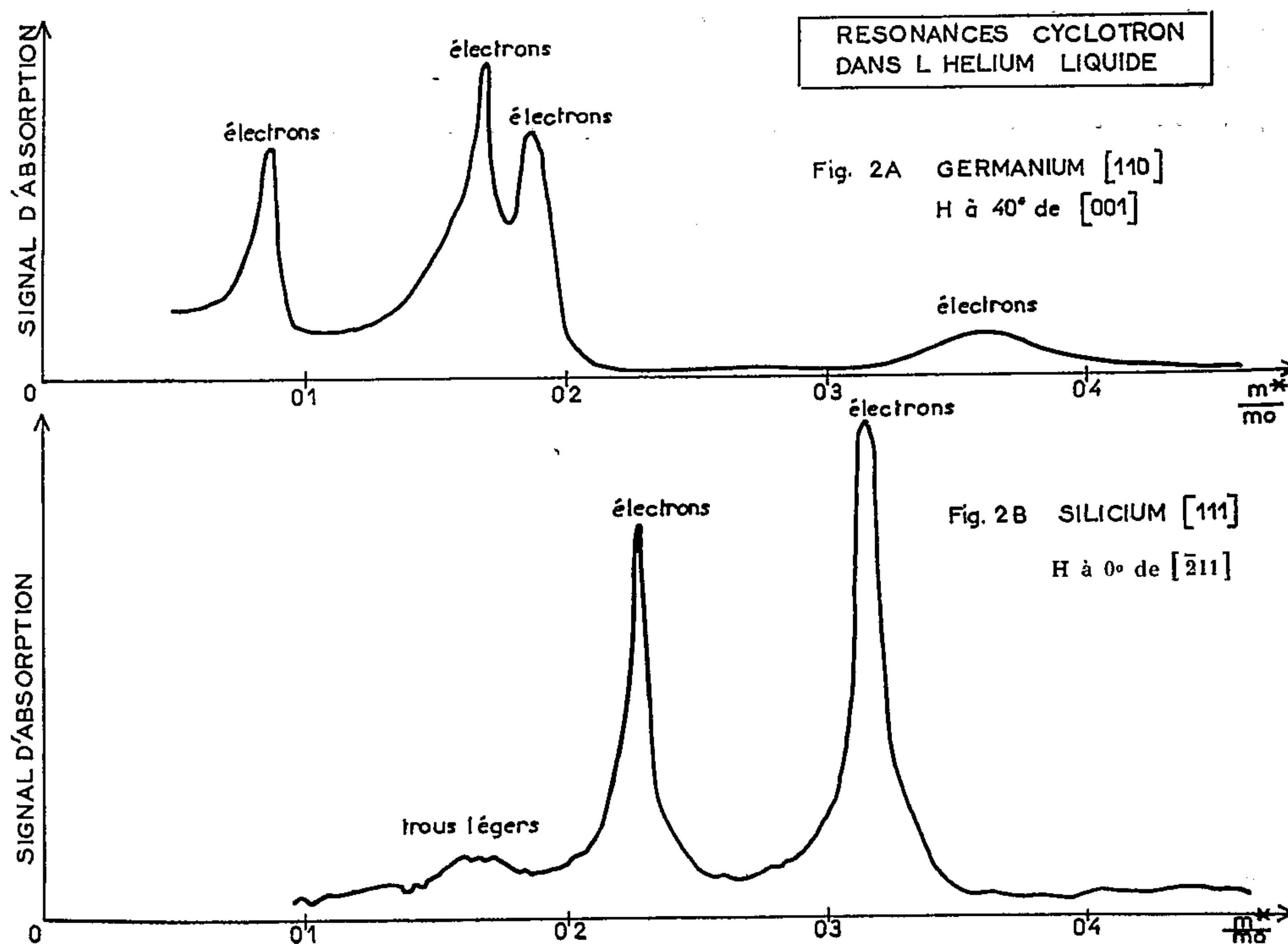
Un circuit de guides d'ondes 8,5 mm (36 000 Mc) fournit le champ électrique radiofréquence. Une cavité résonnant en $\lambda/2$ immergée dans l'hélium liquide, peut être accordée de l'extérieur du cryostat, en faisant varier la pénétration d'une tige de quartz portant l'échantillon dans la cavité. Ce dispositif permet également de faire varier l'orientation du cristal (*fig.* 1). Les résonances sont observées une fois la cavité accordée, en faisant varier le champ magnétique créé par un électroaimant, de manière à réaliser la condition

$$\omega_{\text{radiofréquence}} = \omega_{\text{cyclotron}} = \frac{eH}{m^* c}.$$

Les porteurs sont créés par éclairement de l'échantillon à travers la

tige de quartz. En hachant la lumière, le nombre de porteurs, et donc, le signal d'absorption, sont modulés. Une détection synchrone complète le dispositif.

2. Résultats expérimentaux. — *a. Germanium* (*fig.* 2 A). — Les échantillons utilisés sont des parallélépipèdes de 1 × 1 × 0,5 mm taillés dans le plan (110); à la figure 2 A sont reproduits les résultats correspondant à un champ magnétique orienté à 40° de l'axe [001]; tous les résultats obtenus sont en accord avec ceux de Dresselhaus, Kip et Kittel.



Cependant le Q de la résonance est nettement plus élevé que chez ces derniers ($Q = \omega\tau = 20$, au lieu de 7 à 8 pour Dresselhaus, Kip et Kittel). Cette valeur élevée n'est obtenue que pour de très faibles puissances radiofréquence (de l'ordre du microwatt).

b. Silicium (*fig.* 2 B). — Les cristaux de même dimension que ceux de germanium sont taillés dans le plan (111) (silicium Merck).

La figure 2 B donne un exemple de résonance pour une orientation du champ magnétique de 0° par rapport à l'axe [$\bar{2}$11].

L'amélioration du Q de la résonance est encore plus marquée (Q de 40 à 50) pour les faibles puissances radiofréquence. Ce résultat concorde bien avec ceux obtenus récemment par Rauch, Stickler, Zeiger et Heller ([3]).

3. Conclusions. — Les grandes valeurs de Q, la possibilité de travailler à faible niveau, montrent la sensibilité de l'appareillage. Il suffirait d'un

nombre relativement faible de porteurs pour que la résonance soit détectable.

De plus, on peut profiter de l'ionisation en chaîne au voisinage d'une résonance, lorsque la puissance radiofréquence est plus élevée, ce qui entraîne une exaltation très marquée de la résonance.

Cet appareillage va être utilisé pour étudier de nouveaux corps : Te, SCd, et aussi pour approfondir les corps déjà étudiés ; Ge, Si.

Les résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) DRESSELHAUS, KIP et KITTEL, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 368.

(2) DEXTER, ZEIGER et LAX, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 637.

(3) RAUCH, STICKLER, ZEIGER et HELLER, *Phys. Rev. Let.*, 4, 1960, p. 64.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Raies d'absorption de sels hydratés de manganèse.* Note (*) de M. **Ikuji Tsujikawa** et Mme **Lucienne Couture**, présentée par M. Jean Lecomte.

Cette étude a été faite sur des cristaux orientés de $MnSiF_6$, $6H_2O$ et $MnCl_2$, $2MgCl_2$, $12H_2O$, tous deux rhomboédriques, maintenus à basse température, jusqu'à 1,7° K. Le spectre d'absorption optique du second cristal n'est pas polarisé, mais celui du premier présente une polarisation caractéristique de transitions dipolaires magnétiques.

Des études expérimentales sur les raies d'absorption des sels hydratés de manganèse ont été faites par Gielessen (1), et, plus récemment, par Pappalardo (2), jusqu'à la température de l'hydrogène liquide. Il nous a semblé intéressant de refaire, avec un spectrographe plus dispersif et à des températures allant jusqu'à 1,7° K, des mesures sur des monocristaux orientés.

Nous avons préparé du fluosilicate de manganèse et des chlorures doubles de manganèse et de magnésium. Nous avons obtenu des spectres à l'aide d'un spectrographe à réseau concave de Rowland dont la dispersion est de 2 Å/mm. La région optique que nous avons particulièrement étudiée est située entre 4 200 et 3 900 Å.

Tableau I.

Spectres d'absorption des monocristaux à 4° K.

$MnSiF_6$, $6H_2O$.			$MnCl_2$, $2MgCl_2$, $12H_2O$.		
Longueur d'onde (Å).	Nombre d'ondes (cm^{-1}).	Largeur (cm^{-1}).	Longueur d'onde (Å).	Nombre d'ondes (cm^{-1}).	Largeur (cm^{-1}).
4 012,1	24 917,6	2	4 207,9	23 758,2	4
4 010,8	24 925,7	2	4 190	23 860	8
4 007,3	24 947,4	2	4 178	23 928	8
4 006,3	24 953,7	2	4 177	23 933	7
3 992	25 043	6	4 176	23 940	7
3 957	25 265	20	4 174	23 951	7
3 952	25 296	15	4 158	24 043	40
3 950	25 309	20	4 146	24 113	16
3 938	25 386	10			
3 935	25 405	10			

La configuration électronique de l'ion manganeux Mn^{2+} est $3d^5$, et les transitions qui nous intéressent se font à l'intérieur de cette configuration. D'après l'observation (3), le niveau excité le plus bas de l'ion libre correspond à un état ^4G, et est situé à environ 27 000 cm^{-1} du niveau de base relatif à un état ^6S. Des études théoriques (4), (5), ont montré que les spectres, que nous avons étudiés, correspondent à des transitions entre le niveau de base et des niveaux provenant de la décomposition par le champ cris-

tallin du niveau ^4G de l'ion libre. Dans le champ cristallin cubique, l'état ^6S donne un état $^6A_1(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, tandis que ^4G se décompose en $^4A_1(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, $^4E(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, $^4F_1(d\varepsilon^4\, d\gamma)$, $^4F_2(d\varepsilon^4\, d\gamma)$. La transition située dans la région de 25 000 cm^{-1} correspond à un niveau excité $^4A_1$ ou ^4E. Si l'on considère de plus le couplage spin-orbite et le fait que le champ a une symétrie inférieure à la symétrie cubique, $^4A_1$ et ^4E se décomposent respectivement en deux et quatre composantes.

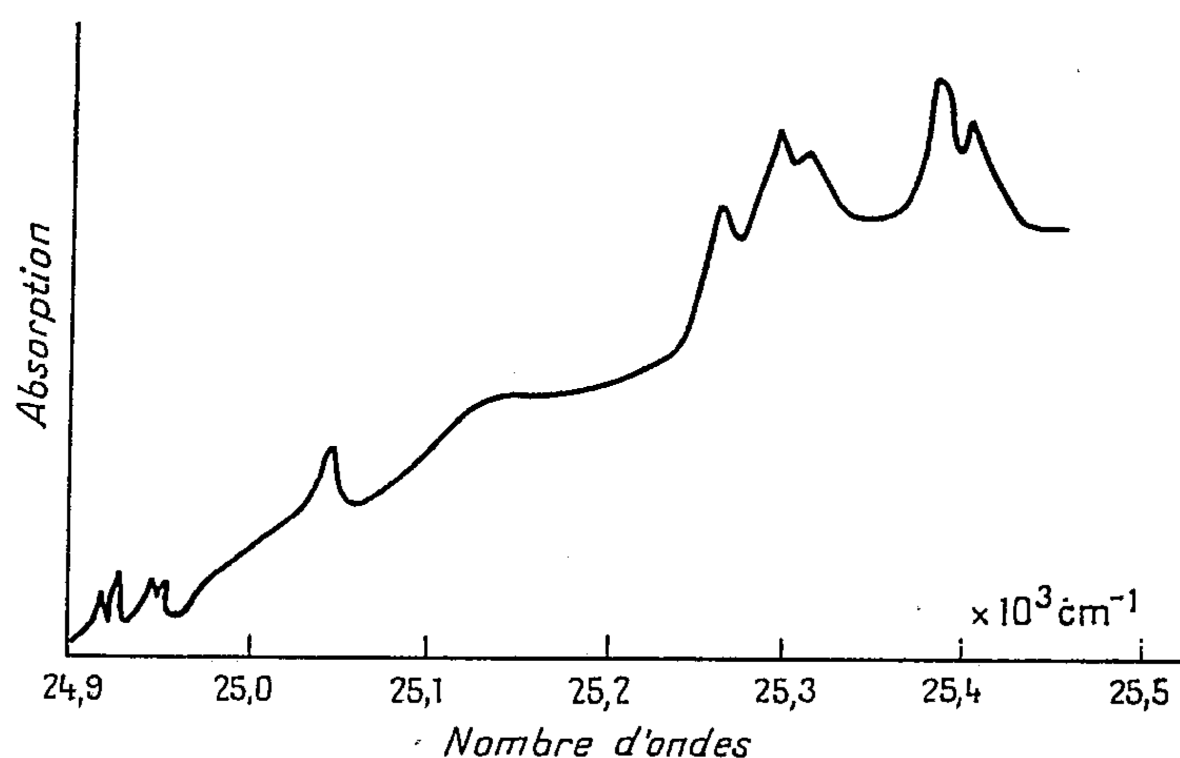


Fig. 1.

Les résultats sont donnés dans le tableau I. Nous ferons pour chacun des sels les remarques suivantes :

1. *Fluosilicate de manganèse* $MnSiF_6$, $6H_2O$. — On observe quatre raies très fines et quelques raies larges (*voir* sur la figure 1 l'enregistrement microphotométrique du spectre). A température ordinaire, ce sel possède la symétrie rhomboédrique ([6]). Quand on abaisse sa température, il subit, vers 220° K, un changement de phase qui diminue sa symétrie ([7]); il est cependant probable que le changement de phase respecte l'arrangement en colonnes des atomes du cristal, et que l'entourage d'un ion Mn^{2+} se trouve peu modifié.

TABLEAU II.

Polarisation des raies fines du fluosilicate de manganèse.

Nombre d'ondes (cm^{-1}).	Intensités relatives. $L \parallel A_3$. — $E \perp A_3$, $H \perp A_3$.	$L \perp A_3$. $E \parallel A_3$, $H \perp A_3$.	$L \perp A_3$. $E \perp A_3$, $H \parallel A_3$.
24 917,6	0,5	1	2
24 925,7	2	2	2
24 947,4	1	1	0,5
24 953,7	1	1	1

L'intensité relative des quatre raies très fines est donnée dans le tableau II pour diverses orientations du cristal et diverses polarisations de la lumière; L désigne la direction du faisceau lumineux, E celle du vecteur champ électrique et H celle du champ magnétique de l'onde lumineuse.

L'étude en lumière polarisée montre que les transitions observées sont relatives au moment dipolaire magnétique. Les niveaux supérieurs sont proches des niveaux $^4A_1$ et ^4E calculés théoriquement ([4]); on peut penser, le nombre des raies trouvées étant égal à 4, que les niveaux supérieurs correspondent à ^4E.

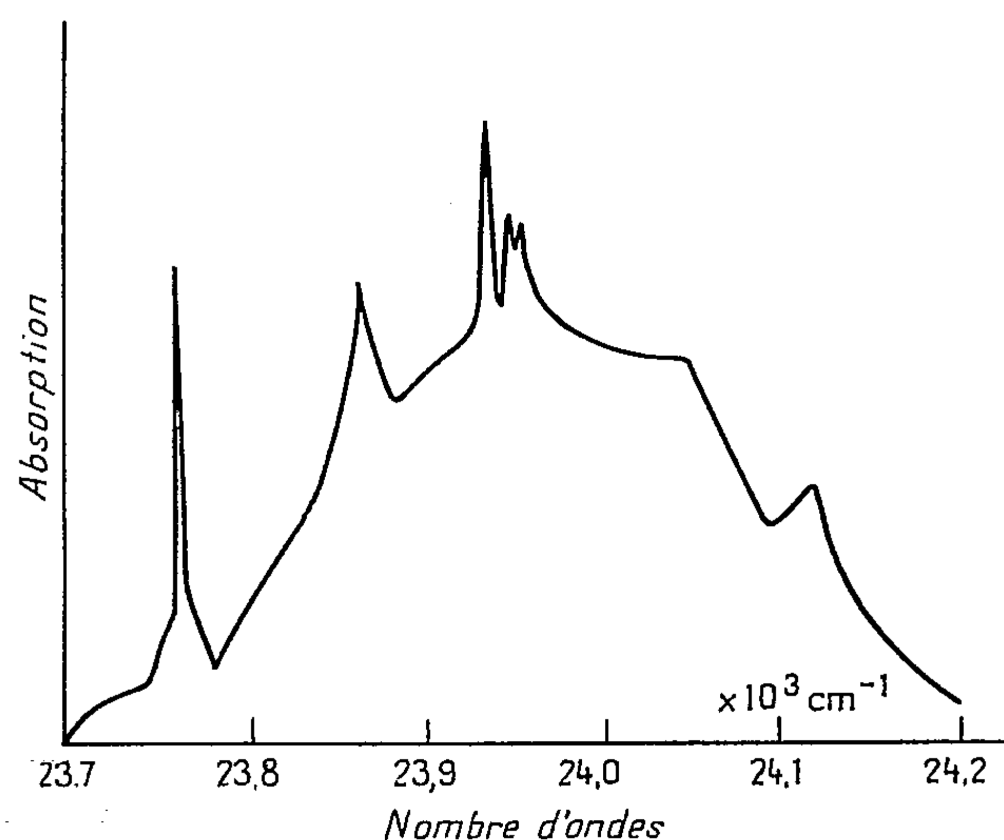


Fig. 2.

2. *Chlorure de manganèse et de magnésium :* $MnCl_2$, 2 $MgCl_2$, 12 H_2O. — Ce sel a une symétrie rhomboédrique ([8]). Son spectre comporte une forte raie fine et quelques raies secondaires larges (*voir* sur la figure 2 l'enregistrement microphotométrique du spectre). Aucune de ces raies ne présente de polarisation.

Nous avons aussi obtenu des chlorures doubles monoclinique et cubique. Mais aucun de ces cristaux ne possède de raie ni de bande d'absorption dans la région 23 400-24 800 cm^{-1}.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. Gielessen, *Ann. Physik*, 22, 1935, p. 537.
(2) R. Pappalardo, *Phil. Mag.*, 2, 1957, p. 397.
(3) *Atomic Energy Levels*, National Bureau of Standards, 1952.
(4) Y. Tanabe et S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan*, 9, 1954, p. 766.
(5) L. E. Orgel, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 1004.
(6) L. Pauling, *Z. Kristall.*, 72, 1930, p. 482.
(7) I. Tsujikawa et L. Couture, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 430.
(8) B. Gossner, *Z. Kristall.*, 38, 1904, p. 501.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la relation parcours-énergie des ions* ${}^{6}_{3}Li$ *dans les émulsions nucléaires.* Note (*) de M. **Nguyen-Huu-Tri**, présentée par M. Francis Perrin.

Des ions ${}^{6}_{3}Li$ artificiellement accélérés sont reçus dans des émulsions Ilford C2. Six points expérimentaux de la courbe parcours-énergie sont déterminés entre 0,75 et 2 MeV. Ces résultats sont comparés avec ceux des autres auteurs.

Le présent travail avait pour but d'améliorer la précision de la courbe parcours-énergie du ${}^{6}_{3}Li$ dans un domaine d'énergies (énergies inférieures à quelques mégaélectrons-volts) où les résultats expérimentaux étaient tout particulièrement rares.

Nous avons utilisé à cet effet, des ions ${}^{6}_{3}Li$ artificiellement accélérés dans le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay. Ces ions étaient produits à partir du carbonate ${}^{6}_{3}Li$ (90 ± 9 % ${}^{6}_{3}Li$). Les émulsions nucléaires Ilford C2 étaient disposées dans une boîte à irradiation munie d'un obturateur en tantale; elles ont été irradiées à des énergies, connues à 10 % près, variant de 0,75 à 2 MeV.

La mesure des longueurs des traces a été effectuée à l'aide du micromètre « Poohstrolino », adapté au microscope « Koristka R 4 ». Les traces parallèles entre elles faisaient un angle connu avec le plan de l'émulsion. Les courbes de répartition statistique des longueurs étaient sensiblement des courbes de Gauss; elles présentaient toutefois un léger excès de traces courtes que nous pouvons attribuer à la perte d'énergie des ions ${}^{6}_{3}Li$ dans le gaz résiduel du dispositif d'irradiation ou contre les bords des diaphragmes.

L'erreur commise sur le parcours est de l'ordre de 0,15 μ. Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

Énergie des ions ${}^{6}Li$ (MeV)...	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2
Parcours (μ)...............	2,25	2,80	3,24	3,70	4,07	4,40

Ces six points sont reportés sur la figure 1, avec la courbe ajustée par la méthode des moindres carrés. Sur la même figure 1, nous avons porté les points correspondants au ${}^{6}_{3}Li$ obtenus par Neuendorffer, Inglis et Hanna (1); ces auteurs ont utilisé les ions ${}^{6}_{3}Li$ produits par la réaction ${}^{9}_{4}Be$ (p, α) ${}^{6}_{3}Li$; aux erreurs statistiques près, nos résultats sont en accord avec leurs mesures.

D'autres mesures ont été faites par H. Faraggi (2), Cüer et Lonchamp (3) et Maïkov (4) sur le parcours dans les émulsions nucléaires des ions ${}^{7}_{3}Li$; les courbes qu'ils ont obtenues peuvent être transformées pour tenir compte de la différence de masse des ions, on obtient ainsi des courbes pour les ions ${}^{6}_{3}Li$ qui sont en très bon accord avec nos résultats.

H. Faraggi ([2]) et Cüer et Lonchamp ([3]) ont utilisé comme nous des émulsions Ilford C2. Maïkov a employé des émulsions Ia-2 préparées par l'Institut Nikfi de Moscou, la composition chimique de ces émulsions doit

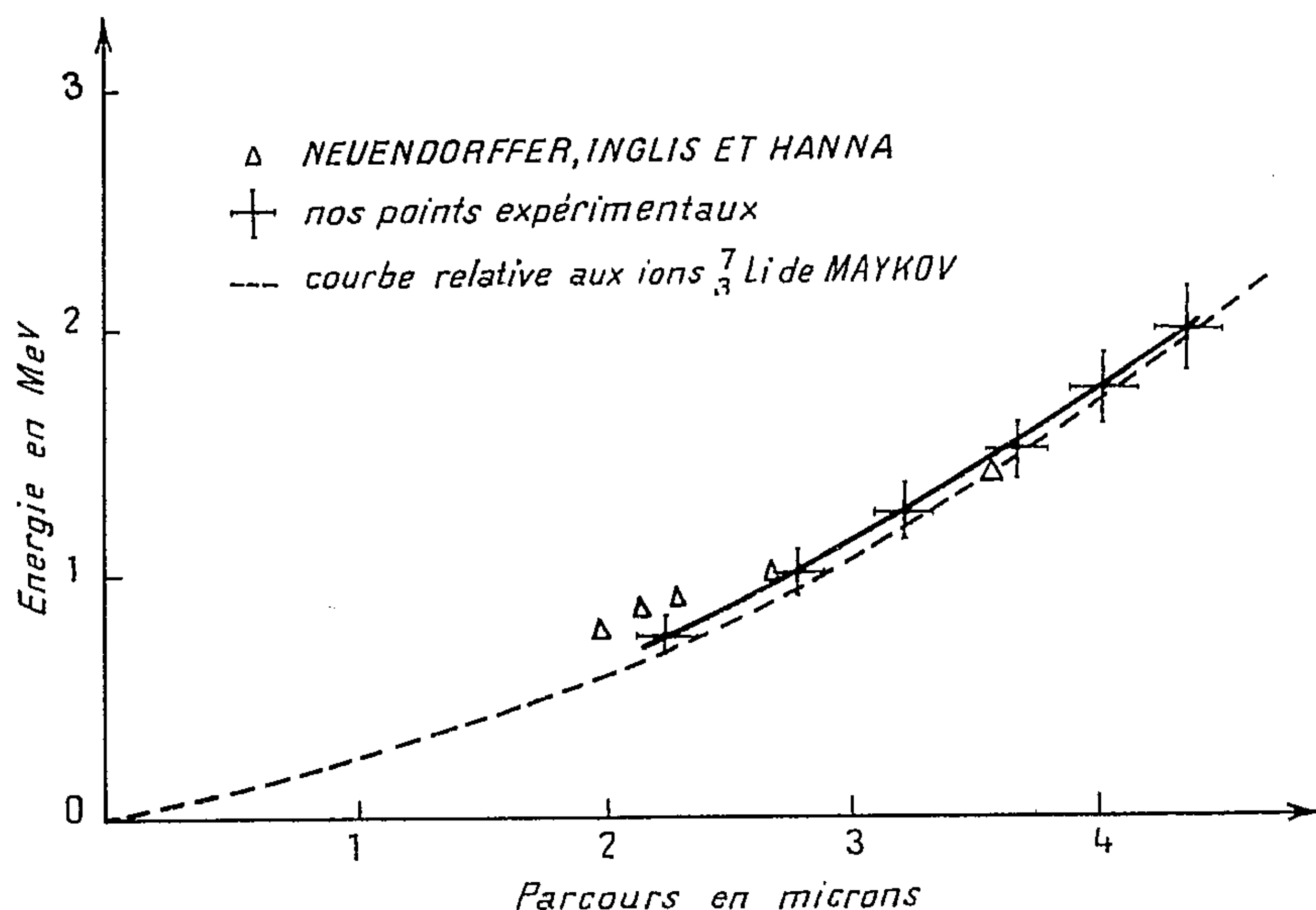


Fig. 1. — Courbe parcours-énergie des ions ^{6}Li.

être très voisine de celle des émulsions Ilford C2, car différents auteurs ont utilisé pour les émulsions I a-2 les courbes d'étalonnage parcours-

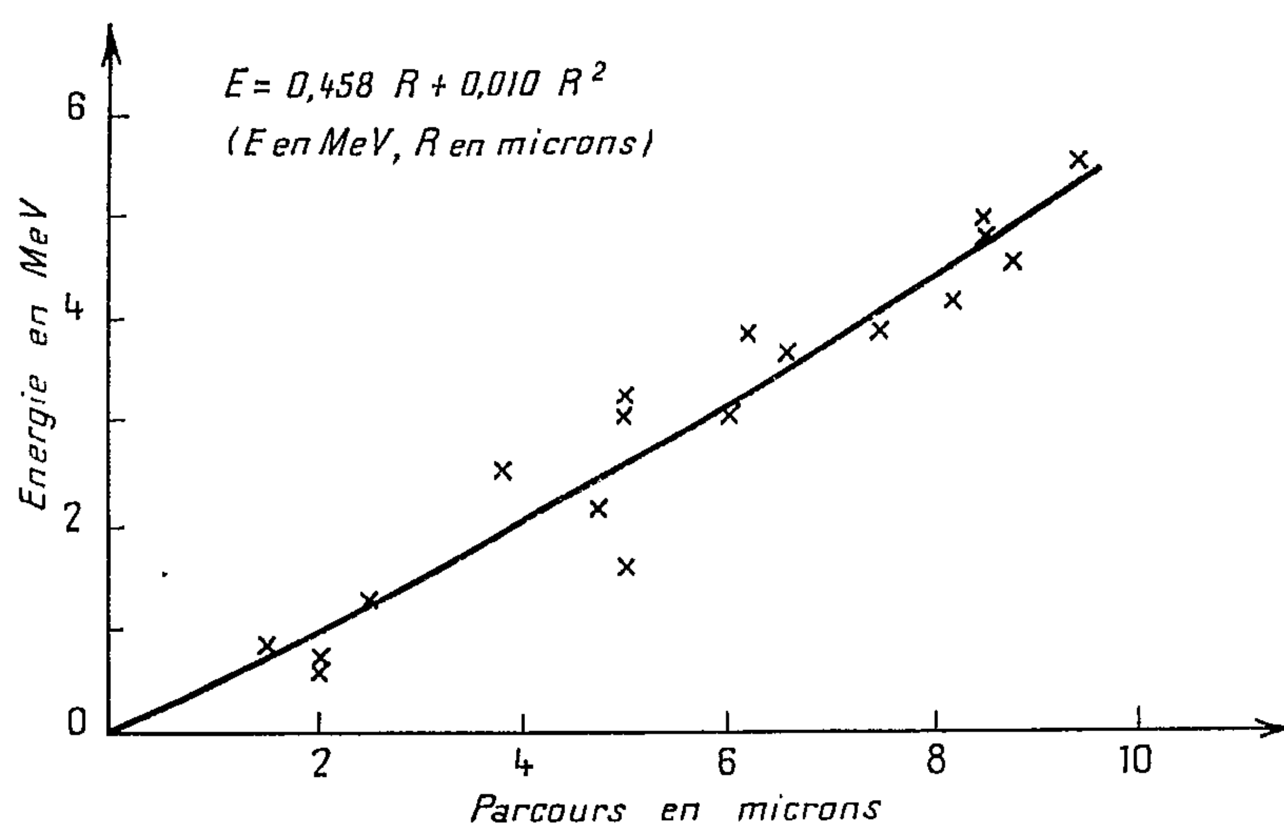


Fig. 2. — Courbe parcours-énergie des ions ^{8}Li.

énergie des émulsions Ilford C2. La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Maïkov semble donc parfaitement légitime.

Sur la figure 1, nous avons tracé en pointillés, la courbe de Maïkov aux ions $^7_3$Li, la pente et la courbure de cette courbe sont en très bon

accord avec celles de notre courbe. La différence de parcours entre les ions ${}^{6}_{3}$Li et les ions ${}^{7}_{3}$Li pour des mêmes valeurs de l'énergie entre dans la marge des erreurs expérimentales. Il semble toutefois possible d'accroître la précision expérimentale de nos résultats en améliorant la résolution en énergie du faisceau donné par le Van de Graaff.

A titre de vérification et de contrôle, nous avons effectué des mesures sur les traces nucléaires des ions ${}^{8}_{3}$Li (5). Ces ions provenaient de la réaction ${}^{11}_{5}$B (n, α) ${}^{8}_{3}$Li (β^-) ${}^{8}_{4}$Be* (2 α), les énergies des ions ${}^{8}_{3}$Li formés étaient obtenues par l'étude complète des étoiles de désintégration produites dans des émulsions Ilford C2 chargées au bore.

Les neutrons utilisés pour produire ces désintégrations étaient ceux de la réaction T (d, n) ${}^{4}_{2}$He. Les résultats de ces mesures, compte tenu de la différence de masse des ions, sont en bon accord avec ceux relatifs aux ions ${}^{6}_{3}$Li, sans avoir toutefois une aussi grande précision. La figure 2 donne nos résultats expérimentaux obtenus avec les ions ${}^{8}_{3}$Li.

(*) Séance du 1er février 1960.

(1) NEUENDORFFER, INGLIS et HANNA, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 75.

(2) H. FARAGGI, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1223.

(3) CUER et LONCHAMP, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1824.

(4) MAÏKOV, *Appareil et Technique expérimentale*, 1, 1959, p. 50 (en russe).

(5) NGUYEN-HUU-TRI, *Thèse de Doctorat de 3e cycle*, Faculté des Sciences de Bordeaux, décembre 1959.

(Laboratoire de Physique nucléaire et théorique, Faculté des Sciences, Bordeaux.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la réaction du diborane avec les solides minéraux contenant de l'eau.* Note de MM. **Claude Naccache** et **Boris Imelik**, présentée par M. Paul Pascal.

De l'étude de l'hydrolyse du diborane par l'eau contenue dans les composés minéraux sous forme, de molécules d'eau de cristallisation, ou d'oxhydriles, on peut conclure que la nature de l'eau de constitution sur la surface des gels de silice subit des altérations importantes au cours du chauffage de ces solides à différentes températures. La réaction d'hydrolyse du diborane est un moyen convenable pour déterminer et suivre l'état et l'évolution de cette eau.

En étudiant l'hydrolyse du diborane par l'eau de constitution des gels de silice (1), nous avons remarqué que le rapport de l'hydrogène dégagé au volume du diborane hydrolysé varie avec la température de calcination du gel. Depuis, Weiss, Knight et Shapiro (2) ont également observé ce phénomène que nous avons, de plus, mis en évidence non seulement pour les gels de silice, mais également pour les gels d'alumine et les gels mixtes silice-alumine. D'une manière générale, on constate que le rapport est de l'ordre de 2 pour les gels désorbés à 150° C sous vide et qu'il décroît jusqu'à la valeur 1 pour des températures de calcination supérieures à 400° C.

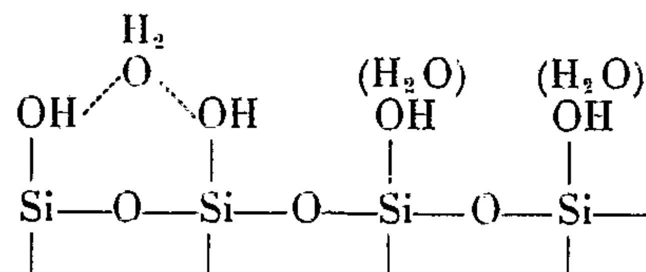
De la simple considération du changement de ce rapport, nous pouvons penser que le processus de la réaction d'hydrolyse du diborane par les gels de silice est différent suivant la température du traitement déshydratant de l'échantillon, et que, par conséquent, l'eau de constitution ne se présente pas sous le même état suivant que le gel a été traité sous vide à 150° C ou à température plus élevée. Afin de préciser les raisons de ce comportement différent de l'eau de constitution des gels de silice vis-à-vis du diborane et ainsi déterminer la nature exacte de cette eau, suivant que le gel a été désorbé à basse température ou à température plus élevée, nous avons étudié l'hydrolyse du diborane par des solides hydratés, dont l'eau se trouve soit sous forme de molécules d'eau de cristallisation, soit sous forme d'oxhydriles et, d'autre part, déterminé systématiquement la valeur du rapport H_2/B_2H_6 pour toutes les températures de déshydratation comprises entre 150 et 1000° C.

Résultats expérimentaux. — D'après de nombreuses recherches faites par spectroscopie infrarouge, il a été bien établi que les substances contenant de l'eau de cristallisation ont un spectre infrarouge dont les bandes dues aux molécules d'eau de cristallisation sont voisines de celles obtenues pour le spectre de la glace, alors que les solides contenant de l'eau de constitution ne conservent qu'une bande bien définie vers les plus grandes longueurs d'onde, qui caractérise les groupements oxhydriles. Pour le choix des substances que nous avons étudiées, nous sommes donc partis de cette classification et nous avons fait réagir le diborane sur des hydrates cristallins contenant un nombre variable de molécules d'eau de cristalli-

sation : $CdBr_2.4H_2O$, $MnCl_2.4H_2O$, $COCl_2.6H_2O$, $NiCl_2.6H_2O$, $MgCl_2.6H_2O$, $Al(NO_3)_3.9H_2O$, $CO(NO_3)_2.6H_2O$, $CuSO_4.5H_2O$, $ZnSO_4.7H_2O$.

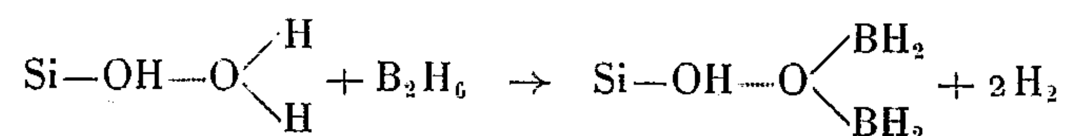
Les résultats obtenus pour ces différentes substances montrent que la valeur du rapport H_2/B_2H_6 ne dépend ni du nombre de molécules d'eau entourant le cation, ni même de la force de liaison de ces molécules d'eau au cation. En effet, par spectroscopie infrarouge [3] il a été mis en évidence, par exemple pour les dérivés halogénés hydratés plusieurs familles de molécules d'eau : des molécules d'eau moyennement liées ($CdBr_2.4H_2O$, $MnCl_2.4H_2O$) et des molécules d'eau très liées ($COCl_2.6H_2O$, $NiCl_2.6H_2O$). Or, tous ces composés donnent après réaction avec le diborane un rapport H_2/B_2H_6 égal à 2. Seules les substances contenant des oxhydriles amènent une diminution de ce rapport jusqu'à la valeur 1. Il est donc très probable que ce qui intervient dans le changement de ce rapport, c'est uniquement la nature de l'eau contenue dans le solide. Toutes les substances contenant de l'eau de cristallisation donnent par réaction avec le diborane une valeur du rapport H_2/B_2H_6 égale à 2, et celles contenant des oxhydriles un rapport H_2/B_2H_6 égal à 1. Examinant maintenant les résultats obtenus avec les gels de silice calcinés à différentes températures, nous constatons que pour tous les gels étudiés la valeur du rapport H_2/B_2H_6 ne reste pas constante. Suivant la température de déshydratation thermique du solide elle peut prendre les valeurs 2, 1,5 et 1. Par comparaison avec le comportement des substances contenant soit de l'eau de cristallisation, soit de l'eau sous forme d'oxhydriles nous pouvons penser que ce comportement différent du diborane vis-à-vis des gels de silice est également dû à la nature différente de l'eau contenue dans ces solides suivant leurs températures de déshydratation thermique. Lorsque le rapport H_2/B_2H_6 est égal à 2, il est probable que la surface des gels est recouverte de molécules d'eau liées à la silice par des forces plus importantes que les forces de Van der Waals, car cette eau n'est pas éliminée même par un chauffage prolongé sous vide à 150° C. Pour des températures de déshydratation thermique supérieures à 400° C, le rapport H_2/B_2H_6 reste toujours égal à 1. Nous pouvons donc conclure que ce traitement thermique a pour effet d'éliminer de la surface des gels de silice les molécules d'eau qui se comportent comme l'eau de « cristallisation » dans les sels minéraux et de ne laisser subsister à la surface de ces solides que des groupements oxhydriles.

Nous pouvons alors représenter la surface des gels de silice calcinés à des températures modérées par le schéma suivant :



Par réaction avec le diborane, comme le rapport H_2/B_2H_6 est égal à 2,

il est probable que la molécule se dissocie en radical BH_3 qui réagit avec une molécule d'eau de la surface du gel en donnant la formation d'un composé de surface :



Le chauffage de ces solides à des températures supérieures à 400° C élimine, comme nous l'avons montré, les molécules d'eau et la surface du gel ne sera recouverte que de groupements OH. Dans ce cas, comme le rapport H_2/B_2H_6 est égal à 1, il y a formation à la surface du gel du composé Si—O—B_2H_5.

La valeur fractionnaire du rapport H_2/B_2H_6 trouvée pour le gel vitreux P chauffé à 400° C semble indiquer qu'il peut subsister à cette température des molécules d'eau qui se comportent comme l'eau de « cristallisation » et que l'élimination de cette eau se fait progressivement, alors qu'il n'en est pas de même pour un aérogel de type F car le rapport H_2/B_2H_6 passe directement de la valeur 2 à 1. Il est donc évident que les molécules d'eau sont plus fortement liées au solide de type vitreux et que, par conséquent, elles peuvent subsister dans le solide à des températures plus élevées que pour un aérogel.

(1) C. NACCACHE, J. FRANÇOIS-ROSSETTI et B. IMELIK, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 404.

(2) H. G. WEISS, J. A. KNIGHT et I. SHAPIRO, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 1823.

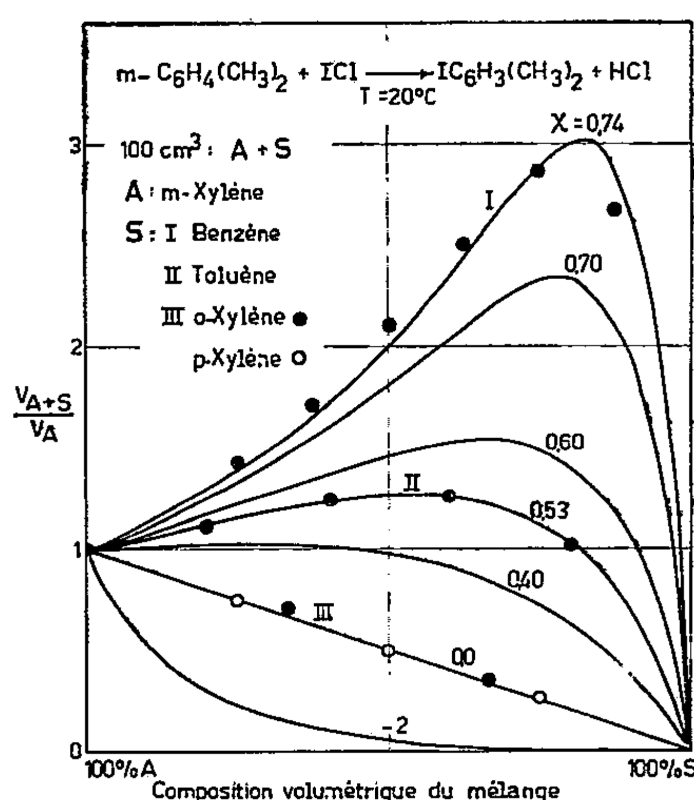
(3) J. LECOMTE, *J. Chim. Phys.*, Colloque C. N. R. S., n° 53, 1953, p. 65.

(*Sorbonne, Laboratoire de Chimie générale.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détection par l'analyse cinétique d'associations moléculaires entre les halogènes et les hydrocarbures aromatiques.* Note de MM. **André Neyens**, **Bernard Delmon** et **Joseph-Charles Jungers**, présentée par M. Paul Pascal.

La vitesse d'ioduration du *m*-xylène par le chlorure d'iode varie de manière différente suivant l'hydrocarbure aromatique dans lequel on dilue les réactifs. On peut justifier quantitativement les divers effets observés en faisant appel aux associations qui se forment entre la combinaison halogénée et les constituants aromatiques du mélange.

Des études cinétiques ont permis de confirmer l'existence de complexes entre les halogènes et les aromatiques. Ils se manifestent de manière spectaculaire dans l'ioduration du noyau aromatique par le chlorure d'iode.



Les résultats du tableau indiquent que, par rapport au chlorure d'iode qui est engagé en faible concentration, la réaction est d'ordre 3. Ils révèlent le fait surprenant que dilué dans le benzène ou le toluène, non réactionnels, le *m*-xylène réagit à une vitesse supérieure à celle qu'il présente isolément.

On a constaté aussi, en engageant le *m*-xylène, A, et le chlorure d'iode en quantités équimoléculaires, que la réaction est formellement d'ordre 4 :

$$V = k'_4 [ICl]^3 [A]. \tag{1}$$

Ces faits se justifient en admettant que la combinaison halogénée, H, est associée à l'aromatique réactionnel, A, et au solvant S.

Que la réaction se produise entre molécules associées dans des complexes ou entre molécules libres, ce sont toujours les concentrations en formes libres (X_H et X_A), qui en constituent le principe moteur :

$$V = k_4 X_H^3 X_A. \tag{2}$$

Pour l'aromatique présent en grand excès, la concentration en forme libre se confond avec la concentration totale : $X_A = C_A$.

Pour la combinaison halogénée, la concentration totale se compose des concentrations en formes libres, X_H, et en complexes, X_{HA}, X_{HS}, ...

$$C_H = X_H + X_{HA} + X_{HS}. \qquad \ldots \tag{3}$$

En ne considérant que les complexes 1-1, et en désignant par $\varkappa$ la constante d'équilibre, il vient

$$C_H = X_H + \varkappa_{HA} X_H C_A + \varkappa_{HS} X_H C_S. \tag{4}$$

En substituant dans l'expression (2) la concentration en forme libre par la concentration analytique, la vitesse de réaction dans le mélange binaire, (A + S), se traduit par

$$V_{A+S} = k_3 C_A \frac{C_H^2}{(1 + \varkappa_{HA} C_A + \varkappa_{HS} C_S)^2}. \tag{5}$$

A faible concentration en réactif, ($\varkappa_{HA} C_A \ll 1 + \varkappa_{HS} C_S$), l'expression restitue la cinétique expérimentale [1].

Ioduration du m-xylène dans divers hydrocarbures aromatiques.

t en mn; concentrations en mol.l^{-1}; k_3 en mol^{-2}.l^2.mn^{-1}; T = 20°C.

Les constantes de vitesse sont calculées de proche en proche.

A. *m*-xylène : 100 ml.			B. *m*-xylène : 37,5 ml. Benzène : 62,5 ml.			C. *m*-xylène : 40 ml. Toluène : 60 ml.		
t.	C_{ICl}.	k_3.	t.	C_{ICl}.	k_3.	t.	C_{ICl}.	k_3.
0.....	0,2000	–	0.....	0,1475	–	0.....	0,1740	–
2.....	0,1795	1,50	2,5...	0,1230	4,00	3.....	0,1490	2,05
4.....	0,1640	1,55	5.....	0,1091	3,60	7.....	0,1290	1,88
7.....	0,1446	1,76	8.....	0,0962	4,00	12.....	0,1103	2,20
13.....	0,1235	1,23	12.....	0,0851	3,75	18.....	0,0972	2,00
19.....	0,1087	1,59	18.....	0,0746	3,42	29.....	0,0820	1,90
30.....	0,0925	1,46	25.....	0,0653	3,93	14.....	0,0712	2,04
43.....	0,0801	1,51	32.....	0,0589	3,83	54.....	0,0630	2,22
62.....	0,0685	1,50	37.....	0,0552	4,05	64.....	0,0588	1,80
87.....	0,0587	1,54	42.....	0,0526	3,20	76.....	0,0546	1,96
123.....	0,0500	1,53	48.....	0,0494	4,00	86.....	0,0512	2,25
187.....	0,0410	1,52	55.....	0,0466	3,71	95.....	0,0493	1,72
		1,52	63.....	0,0438	4,30	102.....	0,0477	2,00
					3,80			2,00

En absence de diluant ($C_S = 0$ et $C_A = C_A^0$) la relation précédente se réduit à

$$V_A = k_3 C_A^0 \frac{C_H^2}{(1 + \varkappa_{HA} C_A^0)^2}. \tag{6}$$

La vitesse relative, à concentration en halogène constante, peut s'ex-

primer par

(7)
$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A}{C_A^0}\left[\frac{1 + \varkappa_{HA} C_A^0}{1 + \varkappa_{HA} C_A + \varkappa_{HS} C_S}\right]^3.$$

En phase liquide, on ne peut opérer à concentration totale constante en aromatique : ce sont les fractions volumétriques qui sont complémentaires; elles sont, pour chaque constituant, égales à la concentration multipliée par le volume molaire

(8)
$$C_A \mathcal{V}_A + C_S \mathcal{V}_S = 1.$$

Pour un aromatique unique, cette relation se réduit à

(8′)
$$C_A^0 \mathcal{V}_A = 1.$$

Compte tenu de ces relations, l'expression (7) peut s'écrire

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A \mathcal{V}_A}{C_A^0 \mathcal{V}_A}\left[\frac{1 + \varkappa_{HA}\left(C_A^0 - C_S \frac{\mathcal{V}_S}{\mathcal{V}_A}\right) + \varkappa_{HS} C_S}{1 + \varkappa_{HA} C_A^0}\right]^{-3}$$

ou encore

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = C_A \mathcal{V}_A\left[1 - \frac{\frac{\varkappa_{HA}}{\mathcal{V}_A} - \frac{\varkappa_{HS}}{\mathcal{V}_S}}{1 + \frac{\varkappa_{HA}}{\mathcal{V}_A} C_A^0 \mathcal{V}_A} C_S \mathcal{V}_S\right]^{-3}$$

et, en simplifiant

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A \mathcal{V}_A}{(1 - \chi C_S \mathcal{V}_S)^3}, \qquad \text{où} \quad \chi = 1 - \frac{1 + \frac{\varkappa_{HS}}{\mathcal{V}_S}}{1 + \frac{\varkappa_{HA}}{\mathcal{V}_A}}.$$

Le graphique présente une série de courbes calculées pour diverses valeurs du paramètre χ; les résultats expérimentaux se situent de manière satisfaisante dans le réseau.

Le fait que les isomères du *m*-xylène agissent comme de simples diluants indique que les constantes de tous ces corps ($\varkappa$ et $\mathcal{V}$) sont quasi identiques ; la vitesse de réaction du *m*-xylène varie dès lors comme sa concentration : $V_{A+S}/V_A = C_A \mathcal{V}_A$. Les homologues sont plus actifs comme solvants parce qu'ils sont moins fortement associés à l'halogène.

(*Laboratoire de Cinétique chimique, Université de Louvain.*)

PHYSIQUE DU MÉTAL. — *Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement d'échantillons de fer de différentes puretés.* Note (*) de MM. **Francis Dabosi** et **Jean Talbot**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans une Note précédente [1], nous avons étudié la variation de l'amortissement d'échantillons de fer, de puretés différentes, en fonction de l'amplitude et nous avons montré que pour une amplitude donnée, le fer le plus pur présente le frottement interne le plus élevé. Dans ce travail, nous nous proposons d'étudier l'influence d'un champ magnétique sur l'amortissement des mêmes échantillons de fer.

Les échantillons, longuement recuits dans l'hydrogène pur et sec à 850° C, sont refroidis lentement et désaimantés ensuite dans un champ magnétique alternatif. Dans tous nos essais, la direction du champ magnétique continu, appliqué au fil étudié, est confondue avec l'axe de l'échantillon.

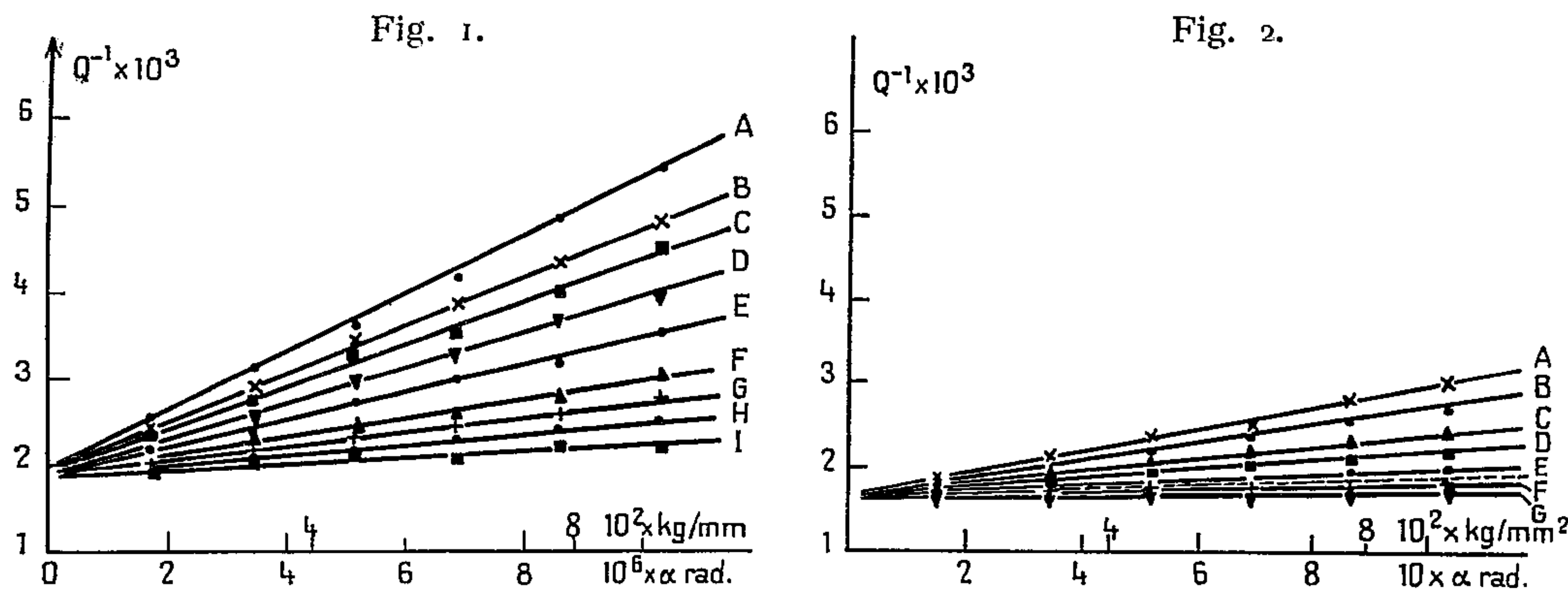


Fig. 1. — Fer de zone fondue.
Variations de l'amortissement en fonction de l'amplitude de torsion, pour des champs magnétiques donnés.
(A) Échantillon désaimanté; (B) H = 0,5 Oe; (C) H = 1,5 Oe; (D) H = 3,1 Oe; (E) H = 6,7 Oe; (F) H = 16,9 Oe; (G) H = 24,1 Oe; (H) H = 59 Oe; (I) H = 82 Oe.

Fig. 2. — Fer électrolytique.
Variations de l'amortissement en fonction de l'amplitude de torsion, pour des champs magnétiques donnés.
(A) Échantillon désaimanté; (B) H = 1 Oe; (C) H = 6 Oe; (D) H = 23,7 Oe; (E) H = 38 Oe; (F) H = 52,5 Oe. (G) H = 76 Oe;
— — — Courbe relative au fer Armco désaimanté.

La figure 1 représente les variations de l'amortissement du fer de zone fondue, en fonction de l'amplitude de torsion, dans des champs magnétiques d'intensité croissante. La figure 2 est relative à la même étude dans le cas d'échantillons de fer électrolytique.

Comme l'ont montré divers auteurs [2] dans le domaine des faibles amplitudes considérées, les courbes représentatives sont des portions de droites dont la pente est fonction du champ appliqué à l'éprouvette. De plus, dans un champ nul et pour des amplitudes de torsion inférieures à 10^{-5} rad, nous avons pu noter que la pente de la droite (A) est plus grande pour le fer de zone fondue (*fig.* 1) que pour le fer électrolytique (*fig.* 2) ou pour le fer Armco (*fig.* 2, trait pointillé).

En soumettant l'éprouvette à des champs croissants, on constate que l'amortissement du fer diminue. On peut donc admettre que la fraction d'amortissement d'origine ferromagnétique est progressivement éliminée par ancrage des parois de domaines. Les faisceaux de courbes (B), (C), ... des figures 1 et 2 montrent ce phénomène. On constate que pour des champs

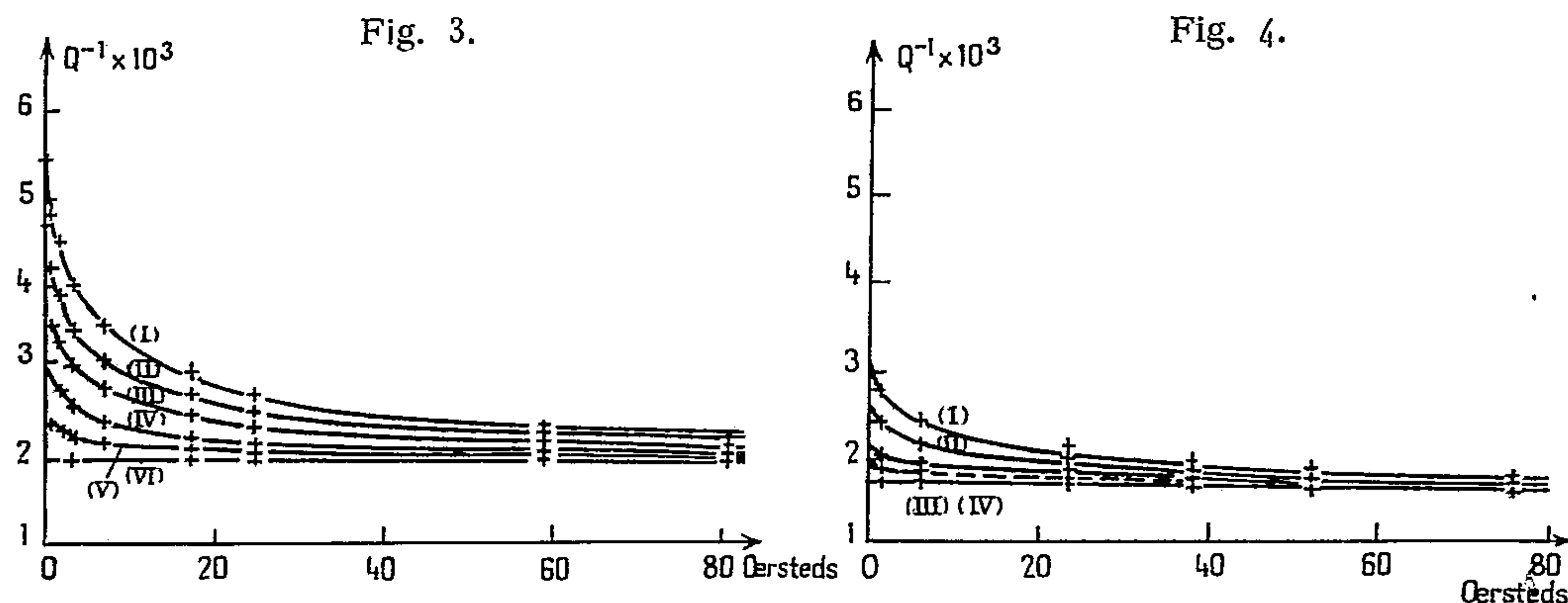


Fig. 3. — Fer de zone fondue.
Variations de l'amortissement en fonction du champ magnétique, à amplitude donnée.
Contraintes (kg/mm²) :
(I) $9,4.10^{-2}$; (II) $7,2.10^{-2}$; (III) $5,16.10^{-2}$; (IV) $3,1.10^{-2}$; (V) $1,55.10^{-2}$; (VI) $0,2.10^{-2}$.

Fig. 4. — Fer électrolytique.
Variations de l'amortissement en fonction du champ magnétique, à amplitude donnée.
Contraintes (kg/mm²) :
(I) $9,4.10^{-2}$; (II) $6,2.10^{-2}$; (III) $3,1.10^{-2}$; (IV) $0,26.10^{-2}$.
– – – – Courbe relative au fer Armco pour une contrainte de $9,4.10^{-2}$ kg/mm^{-2}.

de l'ordre de 80 Oe, l'amortissement est pratiquement indépendant de l'amplitude.

Dans les champs faibles, de l'ordre de 0,5 à 1 Oe, la décroissance de l'amortissement du fer est très rapide. La pureté du métal joue un rôle important sur ce phénomène. Pour une petite élévation du champ magnétique, dans les très faibles valeurs de celui-ci, la diminution de l'amortissement est plus élevée pour le fer de zone fondue (*fig.* 3) que pour le fer électrolytique, de pureté inférieure (*fig.* 4).

Quand l'amplitude des oscillations diminue, l'évolution de l'amortissement est plus lente comme le montrent les figures 3 et 4. Pour les faibles amplitudes (V et VI) la valeur de l'amortissement est sensiblement indépendante du champ appliqué, le déplacement des parois n'étant alors, même à l'état désaimanté, qu'une très faible source de frottement interne.

En résumé, ces expériences confirment l'influence très grande du déplacement des parois de Bloch sur la fraction du frottement interne liée à l'amplitude. Elles montrent que la mobilité des parois de domaines est beaucoup plus grande dans le cas du fer de zone fondue, de pureté supérieure à celle du fer électrolytique.

(*) Séance du 7 mars 1960.

[1] F. Dabosi, B. Migaud et J. Talbot, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 553.
[2] J. L. Snoek, *Physica*, 8, 1941, p. 745-747.

CRISTALLOCHIMIE. — *Fibres naturelles et forme des chaînes de polyéthylène.* Note (*) de MM. **Jean-Jacques Point**, **Georges Homès**, **Andrew Keller** et **Andrew O' Connor**, présentée par M. Georges Chaudron.

Certains d'entre nous avons décrit ([1]) et développé ([2]) un modèle de la structure du polyéthylène. Ce modèle est essentiellement basé sur la conception de fibre naturelle, ruban cristallin homogène de faibles dimensions transversales (100 Å). L'axe du ruban est parallèle au paramètre $\bar{b}$ du cristal. Les échantillons sphérolitiques de polyéthylène et la fibre N de polyéthylène sont décrits comme constitués de telles fibres naturelles. Nous avons montré l'intérêt de ce modèle pour expliquer toute une série de faits expérimentaux observés sur le polyéthylène.

Si on adopte la description habituelle des molécules de hauts polymères (chaînes moléculaires allongées), les molécules dont l'axe est perpendiculaire à celui des fibres naturelles, doivent traverser un grand nombre de ces fibres.

Un autre d'entre nous ([3]) a observé dans des échantillons de polyéthylène cristallisé à partir de solution, des plaques monocristallines de polyéthylène dont l'épaisseur est de l'ordre de 120 Å. Le paramètre $\bar{c}$ du cristal est perpendiculaire au plan de ces plaques et les molécules (dont les dimensions sont beaucoup supérieures à 120 Å) sont donc repliées plusieurs fois sur elles-mêmes.

Il a aussi été observé ([4]) que des empilements de telles plaques donnaient des phénomènes de diffraction de rayons X avec une équidistance de 120 Å jusque et y compris l'ordre 4.

On voit ici qu'il existe une autre possibilité de description de la fibre naturelle. En se repliant sur elles-mêmes les molécules peuvent rester dans la même fibre naturelle ou n'être présentes que dans un tout petit nombre de fibres naturelles.

Le modèle conserve les mêmes possibilités d'explication des faits expérimentaux.

Considérons comme exemple l'interprétation de l'évolution des diagrammes de diffraction de rayons X aux petits angles de la fibre N lors de son étirage ([1]), ([2]). Le passage de l'idée de molécules allongées à l'idée de molécules repliées sur elles-mêmes ne modifie pas nécessairement l'aspect de la transformée de forme des éléments glissants et l'explication reste valable.

Nous n'avons pas l'intention de décrire ici d'une façon détaillée comment les molécules repliées peuvent être disposées et se comporter pendant la déformation, ni de préciser les relations entres les monocristaux et les éléments structuraux de la fibre N. Mais nous désirons simplement montrer les possibilités qu'offre ce type d'interprétation.

Nous espérons donner une description plus complète lorsque les travaux en cours seront plus avancés.

L'avenir dira si ces modèles, qui diffèrent fortement des modèles conventionnels, s'appliquent ou non à tous les hauts polymères sphérolithiques.

(*) Séance du 27 octobre 1958.

(1) G. A. Homès et J.-J. Point, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2557.

(2) J.-J. Point, *Mémoires et Publications de la Société des Arts, des Sciences et des Lettres du Hainaut*, 71, 1958, p. 65-118.

(3) A. Keller, *Phil. Mag.*, **2**, n° **21**, 1957, p. 1171-1175.

(4) A. Keller, *Nature*, **180**, 1957, p. 1289.

(G. Homès et J.-J. Point, *Laboratoire de Physique interne des Matériaux, Faculté Polytechnique, Mons;*
A. Keller et A. O'Connor, *H. H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Autoxydation d'anthrols-1 en bianthryle-2.2' quinones-1.1'; cas du méthoxy-4 anthrol-1.* Note (*) de MM. **Guy Rio** et **Yves Lepage**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Autoxydation à l'air, très nette, du méthoxy-4 anthrol-1 en une quinone, violette, formée par duplication. Établissement de la structure par transformation en bianthryle-2.2' diquinone-1.4.1'.4', obtenue également à partir du biquinizaryle.

On a déjà remarqué dans ce laboratoire que des colorations profondes apparaissaient parfois lors de la préparation de dérivés anthracéniques oxygénés en 1. Bichet observe des colorations violettes au cours de la préparation du diméthoxy-1.4 diphényl-9.10 anthracène en milieu acide ([1]). Étienne et Weill-Raynal isolent une substance violette qui accompagne le diphényl-9.10 anthrol-1 ([2]). Enfin, le méthoxy-4 phényl-9 anthrol-1 en solution méthanolique, à l'air, conduit rapidement à un composé violet très bien cristallisé ([3]).

C'est cette formation très facile d'un composé violet, ainsi que les observations précédentes, qui nous ont incités à entreprendre l'étude de l'autoxydation d'un certain nombre d'anthrols-1 diversement substitués. Nous avons déjà isolé plusieurs composés bien définis, tous violet foncé; nous décrivons tout d'abord l'un des plus simples, qui dérive du méthoxy-4 anthrol-1, I, et dont nous démontrons la structure.

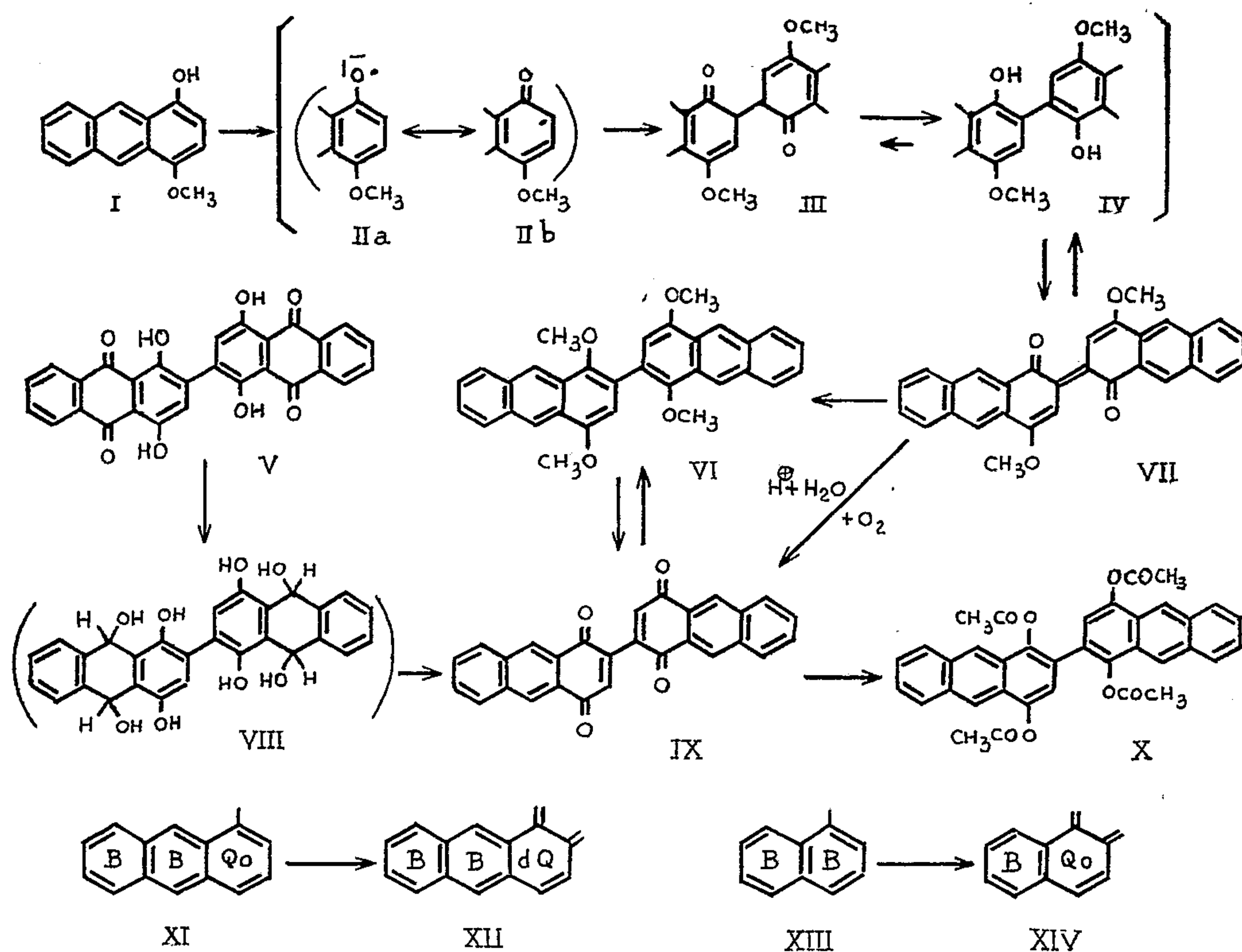
1. Le méthoxy-4 anthrol-1, I, F_{inst} 131-132° ([4]), a été préparé par action de l'aluminohydrure de lithium sur l'hydroxy-1 méthoxy-4 anthrone ([5]) et traitement acide du dihydroanthranol formé, non isolé.

L'autoxydation à l'air de cet anthrol, en solution méthanolique, est rapide. Elle conduit avec un rendement élevé (80 %) à la diméthoxy-4.4' bianthryle-2.2' quinone-1.1', VII, $C_{30}H_{20}O_4$, F_{inst} 359-360° (déc.), violette, peu soluble. La structure de ce produit découle des propriétés suivantes. Le corps a bien des propriétés quinoniques, puisqu'on peut le réduire en une hydroquinone correspondante, IV, rapidement oxydée à l'air avec retour au composé violet, VII. La méthylation de cette hydroquinone en milieu réducteur conduit à son diéther méthylique, en fait le tétraméthoxy-1.4.1'.4' bianthryle-2.2', VI, $C_{32}H_{26}O_4$, F_{inst} 251-252°, jaune pâle.

La déméthylation de la diméthoxyquinone VII, par HBr en solution acétique à température ordinaire, est suivie d'une autoxydation de la dihydroxyquinone formée en une diquinone, la bianthryle-2.2' diquinone-1.4.1'.4', IX, $C_{28}H_{14}O_4$, F_{inst} 389-390° (déc.), aiguilles jaune-ocre. Le dérivé tétraméthoxylé-1.4.1'.4', VI, conduit aussi à cette diquinone IX, avec les mêmes réactifs.

La diquinone IX a été préparée à partir d'un composé de structure connue, le biquinizaryle, V, ([6]), en utilisant la méthode préconisée récem-

ment pour la préparation de l'anthraquinone-1.4 ([3]) : le biquinizaryle, V, est réduit par le borohydrure de potassium dans l'éthylglycol, à température ordinaire, en un octol, VIII, non isolé, qui subit une déshydratation en milieu acide, avec formation de la diquinone, IX. Cette diquinone a été réduite en la bis(hydroquinone) correspondante, réoxydable à l'air,



qui conduit au tétraéther méthylique précédent, VI, et à un tétraester acétique, X, $C_{36}H_{26}O_8$, F_{inst} 283-284°, jaune très pâle.

2. Il est bien connu que les phénols sont sensibles à l'oxydation qui les transforme, suivant les substituants, notamment en quinones, en hydroperoxydes ou en produits de duplication. Certains de ces derniers sont des dérivés de la diphénoquinone-4.4′ ([7]), en particulier les aristols ([8]). Quelques naphtols-1 substitués en 4 conduisent à des binaphtyle-2.2′ quinones-1.1′ ([9]). Ces oxydations nécessitent habituellement l'emploi d'agents oxydants.

Il est remarquable qu'en série anthracénique, l'oxydation des anthrols-1 ne nécessite que la présence de l'oxygène de l'air. On aurait pu penser que cette oxydation était liée à la question de la photooxydation; il n'en est rien, car la transformation se produit à l'obscurité.

On peut supposer que le mécanisme de l'autoxydation comporte une perte de l'atome d'hydrogène par l'hydroxyle de l'anthrol, sous l'influence de l'oxygène de l'air, puis un doublement du radical formé, sous sa forme

mésomère radicalique au carbone, II *b*, conduisant à la forme diméthoxy-dicétonique III, tautomère de la diméthoxyhydroquinone IV, facilement oxydée en diméthoxyquinone VII.

La facilité de l'autoxydation en série anthracénique peut être expliquée grâce à des considérations simples portant sur l'énergie des structures aromatiques de ces substances.

En effet, l'autoxydation d'un anthrol-1 en bianthryle-2.2′ quinone-1.1′ correspond, en première approximation, à la transformation du noyau *o*-quinoïdique, Q*o*, de l'anthracène, XI, en un noyau diquinoïdique, *d*Q (formule XII), les deux noyaux benzéniques, B, restant inchangés. En série naphtalénique, il y aurait transformation d'un des deux noyaux benzéniques, B, du naphtalène, XIII, en un noyau *o*-quinoïdique, Q*o* (formule XIV). La transformation Q*o* → *d*Q (série anthracénique) correspondant très vraisemblablement à une variation d'énergie plus faible que B → Q*o* (série naphtalénique), on voit ainsi que la première serait plus facile que la seconde.

Chez les anthrols-1, les résultats déjà obtenus, qui seront donnés plus tard, indiquent que les substituants ont des influences importantes sur l'autoxydation. Un méthoxyle en 4, notamment, se montre très favorable; il est possible que la participation du méthoxyle à la résonance du radical primaire, II, favorise la formation de ce dernier aux dépens de l'anthrol, et par suite l'autoxydation.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. Bichet, *Ann. Chim.*, (12), 7, 1952, p. 234.

(2) A. Étienne et J. Weill-Raynal, non publié; cf. *Bull. Soc. Chim.*, (5), 20, 1953, p. 1128.

(3) Y. Lepage, *Ann. Chim.*, (13), 4, 1959, p. 1150, 1151.

(4) G. Kränzlein et E. Runne, Brevet français n° 765.703, 1934.

(5) K. Zahn, *Berichte*, 67, 1934, p. 2063.

(6) R. E. Schmidt, B. Stein et C. Bamberger, *Berichte*, 63, 1930, p. 300.

(7) D. H. R. Barton et T. Cohen, *Festschrift A. Stoll*, Birkäuser, Bâle, 1957, p. 117.

(8) C. V. Bordeianu, *Arch. Pharmaz.*, 272, 1934, p. 8.

(9) F. Russig, *J. pr. Chem.*, (2), 62, 1900, p. 30; B. Alberti, *Liebigs Ann.*, 450, 1926, p. 304; R. Willstäter et L. Schuler, *Berichte*, 61, 1928, p. 362; S. Goldschmidt et H. Wessbecher, *Berichte*, 61, 1928, p. 372.

MINÉRALOGIE. — *Influence des cations structuraux sur la température de déshydratation de certains minéraux phylliteux.* Note (*) de Mlle **Simonne Caillère** et M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Jean Wyart.

La température de déshydratation des minéraux phylliteux ainsi que celle des hydroxydes dépend de divers facteurs.

G. Sabatier [1], Ch. Kiefer [2] ont montré que les minéraux à l'état de petits cristaux se déshydratent à plus basse température et plus régulièrement qu'à l'état de cristaux largement développés. Mais quelles que soient ces influences il en est une prépondérante, c'est la nature des cations constituant la couche octaédrique.

Nous avons déjà signalé, à propos de l'analyse thermique différentielle [3], le décalage systématique des températures des accidents endothermiques des divers types structuraux, en fonction de leurs éléments constituants. Plus récemment, nous avons eu l'occasion de renouveler cette observation en considérant le comportement des antigorites plus ou moins nickélifères [4].

Le problème se pose pour les chlorites sous un aspect assez particulier. En effet, si d'après la structure de ces minéraux on peut prévoir l'existence de deux départs d'eau correspondant respectivement à la déshydratation du feuillet brucitique, puis du feuillet mica, l'expérience montre que certains types de chlorites semblent perdre leur eau en un seul processus. D'autre part, parmi les courbes normales on constate de grandes différences entre les températures auxquelles se manifestent les deux déshydratations.

Nous nous sommes donc proposés d'interpréter ce fait en admettant que l'influence des cations sur les températures de déshydratation étaient additives. Si cette hypothèse s'avérait exacte, elle devrait permettre également de distribuer les cations entre les deux couches octaédriques, résultat qu'on ne peut obtenir actuellement que par une étude cristallographique minutieuse et de longs calculs. Nous avons admis qu'à chaque cation correspondait en moyenne les températures de déshydratation suivantes :

	Température des départs d'eau.	
Nature du cation.	Feuillet brucitique.	Feuillet mica.
Mg	640	820
Al	500	750
Fe^{2+}	430	530
Fe^{3+}	250	–

D'autre part, nous ferons l'hypothèse, dans le calcul des formules structurales, que l'excès de charges destiné à compenser le déficit créé en couche tétraédrique par la substitution de Al à Si est localisé dans le feuillet bruci-

tique. Les matériaux utilisés ont été étudiés par J. Orcel ([5]) et ce sont les analyses chimiques publiées par cet auteur qui serviront de base à nos calculs.

Nous appliquerons ces principes à titre d'exemple au cas de la leuchtenbergite de Midongy (Madagascar) presque exclusivement alumino-magnésienne.

La formule structurale établie et tenant compte de notre hypothèse est la suivante :



$$(Si^{2,81}\,Al^{1,19})\,(Mg^{3})\,(Al^{1,16}\,Fe^{0,04}_{2+}\,Mg^{1,80})\,O^{14}\,(OH)^{4}.$$

Le calcul de la température de déshydratation du feuillet brucitique donne

$$\frac{(500\times 1,16)+(430\times 0,04)+(640\times 1,80)}{3}=588^{\circ}\text{ pour }585^{\circ}\text{ mesuré.}$$

Nous avons alors effectué un certain nombre de vérifications en ajustant la composition chimique de l'une ou de l'autre des couches octaédriques, pour que la température de déshydratation calculée corresponde à la valeur observée. Le contrôle consiste à vérifier pour le second feuillet, bâti à l'aide des éléments non utilisés de l'analyse chimique, la concordance des températures de départ d'eau mesurée et calculée.

L'ensemble des résultats est groupé dans le tableau ci-dessous.

Les valeurs de la température mesurée de la courbe de perte de poids correspondent à l'intersection du prolongement de la partie horizontale avec la tangente à la base de la branche montante.

	Températures 1er accident.		Températures 2e accident.	
Minéral.	Calculées.	Mesurées.	Calculées.	Mesurées.
Bavalite (Bas Vallon).........	-	455	563	560 ? (*)
Grochauite (Antohidrano).....	501	515	820	830
Shéridanite (Comberousse)....	539	545	820	790
Kotchubeite (Oural)..........	558	555	820	815
Pennine (Zermatt)...........	570	560	820	815
Clinochlore (Besafotra).......	-	575	790	810
Leuchtenbergite (Midongy)....	583	585	820	830
Ripidolite (col de la Croix)....	-	585	620	620 ? (*)

(*) Les points d'interrogation correspondent à des accidents dont la température est difficile à apprécier, toutefois cette température semble constituer une limite supérieure.

Les minéraux pour lesquels figurent toutes les températures sont ceux qui correspondent au cas où l'on ne pouvait constituer la couche octaédrique du feuillet mica qu'avec du magnésium.

Pour les autres chlorites la couche brucitique a été ajustée suivant la méthode décrite précédemment, et il ne figure donc dans le tableau, pour le premier accident, que la température mesurée.

En conclusion il semble, qu'au moins en première approximation, on

puisse rattacher la température de déshydratation d'une phyllite à sa constitution chimique.

Les coefficients de température retenus pour chaque cation devront probablement être réajustés quand on disposera d'une séries statistique suffisante. Mais dès à présent on peut expliquer ainsi l'aspect des diverses courbes de déshydratation des chlorites et préciser en même temps la distribution des constituants dans les deux couches octaédriques.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. SABATIER, *Bul. Soc. Fr. Min. Crist.*, 73, 1950, p. 43-48.

(2) CH. KIEFER, *Bul. Soc. Fr. Min. Crist.*, 76, 1953, p. 63-77.

(3) S. CAILLÈRE et S. HÉNIN, *C. R. Congrès C.O.B.E.A.*, Bruxelles, 1948, dans *Verres et Silicates industriels*, 13, nº 9, p. 114-118.

(4) S. CAILLÈRE et S. HÉNIN, *Chlorites and serpentines minerals in Differential thermal investigation of clays*, R. C. Mackenzie, Min. Soc., Londres, 1957, p. 221.

(5) J. ORCEL, *Thèse*, Paris, 1927, 380 pages.

PÉTROGRAPHIE. — *Altération expérimentale des roches par l'eau sous atmosphère de* CO_2. Note de M. **Georges Pedro**, présentée par M. Jean Wyart.

La présence de CO_2 dans les eaux de lessivage modifie la dynamique de l'altération et notamment le comportement du fer. L'entraînement massif de certains cations (Ca, Mg, Fe) dans les ballons d'accumulation explique la formation simultanée de carbonates de calcium et de montmorillonites.

Le rôle exact du CO_2 dans les phénomènes d'altération des roches à la surface du globe a depuis longtemps fait l'objet de nombreuses discussions. Certains auteurs considèrent ainsi le gaz carbonique comme l'agent *essentiel* de la décomposition des minéraux (Fournet, Bischof, etc.); d'autres, au contraire, ne lui attribuent qu'un rôle très *secondaire* (Cushman, Raman, etc.). Une série de recherches effectuées par voie expérimentale a déjà été consacrée à l'étude de cette question (Fittbogen, Dumont, Tamm, Dekeyser, etc.). Mais, dans l'ensemble, les résultats obtenus ont été assez peu significatifs.

Afin de compléter notre étude générale sur les différents processus d'altération superficielle, nous avons envisagé de soumettre un certain nombre de roches à un lessivage *continu* en présence de gaz carbonique. A cet effet, nous avons utilisé le dispositif expérimental précédent [1] sur lequel on a simplement adapté une tubulure permettant la circulation permanente d'un courant régulier de CO_2. Dans ces conditions l'atmosphère de l'appareil de Soxhlet ne contient que du gaz carbonique et de la vapeur d'eau ($P_{CO_2} = 0,7$ atm, $P_{H_2O} = 0,3$ atm). Le lessivage des roches est ainsi assuré par une solution d'acide carbonique dont la concentration est environ M/100 (pH 4) et la température moyenne de 60-70°. Deux types de roches : un granite à biotite (G) et un basalte à olivine (B) concassés en fragments de 2 à 5 mm ont été soumises au traitement.

Dès le début, l'eau chargée de CO_2 provoque une mise en solution rapide des éléments sous forme de bicarbonates comme l'atteste le pH à la fin de chaque épuisement (5 à 5,5). Le ballon récepteur devient, de ce fait, opalescent et nettement alcalin (pH_G 8,5, pH_B 9,5). Mais la suspension, au lieu de prendre une teinte « laiteuse » comme c'était le cas avec l'eau pure, présente *dès les premiers litres* un aspect « verdâtre » très caractéristique. Cette couleur est due à la présence d'une multitude de petites particules vertes de néoformation qui, après agglomération, finissent par se déposer dans le fond du ballon. Dans le même temps, les roches mères ne subissent apparemment aucune évolution et ne présentent jamais de pigmentation rouille. L'altération n'en est cependant pas moins importante puisque, pour une granulométrie de ce type et un lessivage total

de 1000 l, la masse des produits extraits des roches initiales représente 1,2 % dans le cas du granite et 3,5 % pour le basalte.

L'étude minéralogique du « dépôt vert » met nettement en évidence, dans les deux essais, une *montmorillonite* bien cristallisée, mélangée à des carbonates de calcium : *calcite* (G), *calcite et aragonite* (B). L'analyse chimique effectuée sur les produits déshydratés a donné les résultats suivants :

Roche mère.	SiO_2.	Al_2O_3.	Fe_2O_3.	FeO.	MgO.	CaO.	CO_2.
G........	32,8	13,8	8,7	10,5	4,4	21,2	9,6
B.........	56,0	4,3	4,0	3,8	7,6	12,4	11,9

A partir de cet ensemble de données, nous avons utilisé pour l'interprétation minéralogique la méthode dont les principes ont été exposés dans la Note précédente ([2]). On est ainsi amené à distinguer dans chaque cas trois sortes de constituants : les carbonates de calcium cristallisés, la fraction amorphe constituée par des aluminosilicates résultant de l'altération et enfin les minéraux argileux.

Constituants minéralogiques.	Ballon d'accumulation *granite* (pH 8,5).		Ballon d'accumulation *basalte* (pH 9,5).	
	%.	Nature.	%.	Nature.
Carbonate de calcium..........	24,8	$CaCO_3$-Calcite	22,5	$CaCO_3$-Calcite-Aragonite
Argile phylliteuse.	36,2	$[Si_{3,1}Fe^{III}_{0,9}]O_{10}[Fe^{III}_{0,5}Fe^{II}_{1,5}Mg_{0,75}](OH)_2Mg_{0,45}$ Saponite Fe (bowlingite)	39,5	$Si_4O_{10}[Fe^{III}_{0,5}Fe^{II}_{0,6}Mg_{1,4}](OH)_2Mg_{0,3}$ Stévensite Fe
Alumino-silicate d'altération....	39,0	$[Si_{2,2}Al_{1,80}]O_8Ca_{0,8}H_{0,2}$	38,0	$[Si_{3,4}Al_{0,6}]O_8Ca_{0,3}$

Sur le plan de la décomposition chimique des roches, on peut constater, par comparaison avec ce qu'on obtient dans les mêmes conditions à l'aide d'eau pure ([2]) que le lessivage par l'eau carbonique facilite l'entraînement des cations à hydroxydes peu solubles (Ca, Mg) et provoque même l'extraction et le déplacement des cations à hydroxydes insolubles (Fe, Mn). Le cas du *fer* en particulier peut être considéré comme typique :

Teneur en fer total (Fe_2O_3 %).	Roche mère (%).	Produit de référence (eau pure).	Dépôt (eau carbonique) (%). Débit CO_2 normal.	Débit CO_2 faible et irrégulier.
Granite...........	6,7	Traces	19,2	-
Basalte...........	12,4	»	7,8	2,1

Il semble donc qu'on puisse considérer CO_2 comme un agent *efficace* de décomposition tout en précisant qu'il imprime à l'altération sinon un mécanisme spécial, du moins une « dynamique » particulière.

Mais les résultats les plus importants de cette étude concernent les néogénèses. En effet, celles-ci ayant été obtenues dans les ballons mêmes où s'accumulent et se concentrent les solutions provenant du lessivage des

roches, peuvent être considérées comme des néoformations de type *sédimentologique*.

Parmi les cations les plus déplacés (Ca, Mg, Fe), seul le calcium précipite à l'état de carbonates (calcite-aragonite). Les autres cations, en particulier Fe et Mg, restent en solution et s'associent alors avec les tétraèdres SiO_4 libérés par la dislocation des charpentes silicatées, pour édifier des structures phylliteuses. Dans ce milieu d'accumulation nettement alcalin ($pH > 8$) et riche en cations nous avons obtenu des argiles ayant des propriétés montmorillonitiques (bowlingite, stévensite ferro-ferrique), ce qui est en parfait accord avec les expériences de synthèse (3) et correspond à l'opinion de G. Millot (4) sur l'existence certaine d'une *néoformation* de montmorillonites dans les milieux de sédimentation *basique*. De plus, nous avons pu observer que la quantité de phyllite formée devenait insignifiante dès qu'il y avait un affaiblissement dans le débit de CO_2 comme cela s'est produit par suite d'un arrêt accidentel du dispositif d'alimentation gazeuse pour l'essai sur basalte. Or, en même temps, on a constaté que la concentration en cations dans le dépôt avait fortement diminué (pour le fer total, la quantité est tombée de 7,6 à 2,1 %). Il semble donc que la genèse des montmorillonites ne se produise que dans les milieux où le rapport SiO_2/cations est normalement *équilibré*.

En conclusion, cette étude de laboratoire montre qu'une altération des roches provoquée en présence de CO_2 et qu'on peut supposer *acidifiante*, entraîne la formation d'un milieu d'accumulation *basique*, caractérisé par la paragénèse : « carbonates-montmorillonites ». Dans le milieu naturel, on pourra donc retrouver cette association « suivant les conditions de drainage », soit dans les *horizons illuviaux* à la base des profils pédologiques, soit plus loin dans les *bassins sédimentaires* où finissent par se déverser et se concentrer les solutions provenant du lessivage continental. Ce dernier résultat préparerait alors l'interprétation de certaines formations argilo-calcaires et des minerais de fer sédimentaires.

(1) G. Pedro, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1217.
(2) G. Pedro, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1697.
(3) S. Caillère, S. Hénin et J. Esquevin, *Bull. Soc. Fr. Minéral. Crist.*, 78, 1955, p. 227-241.
(4) G. Millot, H. Radier et M. Bonifas, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 7, 1957, p. 425-433.

(*Laboratoire des Sols, Versailles.*)

GÉOLOGIE. — *Découverte d'une nouvelle unité tectonique sous le massif subbétique de la Sierra Sagra (Andalousie).* Note (*) de M. **Alain Foucault**, présentée par M. Paul Fallot.

La découverte de Crétacé du type flysch sous le Jurassique de la Sierra Sagra nous révèle un élément paléogéographique et tectonique intermédiaire entre les domaines du Prébétique *stricto-sensu* et du Subbétique.

Depuis 1902, on sait, grâce à R. Nicklès ([1]), qu'il existe dans l'Est des Cordillères Bétiques, des nappes de charriage poussées vers le Nord-Nord-Ouest. Plus tard, les investigations de P. Fallot ont mis en évidence ([2]) la continuité latérale de ces dislocations dont le caractère essentiel est de rapprocher mécaniquement des formations à faciès pélagique appartenant aux unités charriées (zone subbétique), et des formations à faciès plus ou moins néritiques attribuées à l'autochtone ou au parautochtone (zone prébétique).

Dans le cadre de l'étude géologique d'une région qu'encadrent les localités de Huescar, Pozo-Alcón, Villacarillo, Santiago de la Espada, j'ai commencé par examiner le massif de la Sierra Sagra (2 381 m), qui se situe à 15 km au Nord de Huescar. Pour R. Nicklès ([1]), cette montagne liasique, calcaire et dolomitique, chevauche vers le Nord, par l'intermédiaire d'une semelle de Trias, un autochtone composé de Crétacé supérieur et d'Éocène moyen néritiques ainsi que de Burdigalien. Au pied oriental de la Sagra, des marnes à *Micraster* du Crétacé supérieur, découvertes en 1855 par de Verneuil et Collomb, appartiendraient à ce même autochtone. P. Fallot ([2]) a complété cette interprétation en précisant que la Sagra représente un témoin du Subbétique isolé sur le Prébétique. Récemment, du Miocène inférieur élevé a été identifié dans la série autochtone au pied nord de la Sagra ([3]).

Mes levers au 50 000e, effectués durant l'été 1959, démontrent que le Jurassique de la Sagra est effectivement une klippe.

De plus, entre sa base et le Tertiaire autochtone, nous avons reconnu, MM. R. Busnardo, M. Durand-Delga et moi, qu'il s'intercale une lame de Crétacé à faciès très particulier. Il s'agit d'une formation de type flysch, principalement formée de marnes sableuses grisâtres avec des intercalations de bancs de grès calcareux ferrugineux dont la teinte varie du brun jaunâtre au rouge brique. Des échantillons prélevés dans les bancs gréseux montrent des microfaciès allant de grès très peu calcaires à des calcaires riches en oolithes, relativement peu détritiques. Ce sont ces derniers qui montrent la plus grande abondance d'organismes. On y reconnaît en particulier des Orbitolines (*O. conoidea-discoidea* A. Gras), des tests de Gastéropodes, des débris de Lamellibranches et d'Oursins, des Polypiers, des Bryozoaires et des Algues calcaires (Codiacées, Mélobésiées et Aciculaires).

Comme éléments détritiques, on trouve, outre le quartz, de rares plagioclases et un peu de muscovite. Les horizons les plus gréseux sont pauvres en organismes, et ne montrent que quelques débris d'Aciculaires et de Codiacées. La présence dans ces formations de *O. conoidea-discoidea.* A. Gras, leur assigne, au moins pour partie, un âge aptien.

J'ai retrouvé ce faciès en divers endroits, notamment au Sud de la Sagra, où il s'étend largement, et en quelques points de son versant nord. Sur le flanc méridional, on le voit s'enfoncer vers le Nord sous le massif liasique, dont il est séparé par une lame de Trias. Sur le flanc septentrional, il est plus réduit, et parfois directement en contact avec les dolomies liasiques. Il ne fait donc pas de doute qu'il supporte la klippe de la Sagra ainsi que son Trias basal. Il se comporte comme une unité indépendante, prise sous le chevauchement subbétique, et dont l'origine reste à définir. Si l'on s'éloigne au Sud de la Sagra, ce Crétacé marno-gréseux disparaît sous l'ensemble de la zone subbétique, débitée en plusieurs unités élémentaires que nous décrirons ultérieurement.

Conséquences paléogéographiques. — Il est à remarquer qu'il y a de grandes difficultés à ranger ce flysch aptien dans les faciès classiques du Prébétique ou du Subbétique. Le Prébétique présente, en effet, à cette époque ([4]) des formations à faciès néritique, généralement du type marno-calcaire et calcaire à *Toucasia, Nerinea,* Oursins et Orbitolines. On ne connaît bien encore l'Aptien du Subbétique qu'en deux régions assez éloignées, mais il est probable qu'il est très généralement représenté par des marnes de caractère relativement profond, s'intercalant entre des marno-calcaires à Ammonites pyriteuses du Crétacé inférieur et des dépôts pélagiques en série continue jusqu'au Paléocène ([5]). Il semble donc justifié de considérer qu'à l'Aptien un Prébétique de faciès subrécifal s'oppose à un Subbétique de faciès pélagique qui le chevauche actuellement. C'est dans une position géométriquement intermédiaire entre ces deux zones, dont la Paléogéographie et la Tectonique soulignent l'originalité, que vient se placer notre série marno-gréseuse. Il convient donc d'ajouter au tableau paléogéographique classique, l'image d'une bande à sédimentation irrégulière et agitée témoignant, par ses oolites, calcaires, de la proximité des faciès subrécifaux.

Il serait séduisant d'évoquer pour les conditions de dépôt de ce flysch un talus continental où se produiraient des courants de turbidité. Mais la présence des Algues vertes apporte, par les faibles profondeurs qu'elle nous oblige à considérer, un élément contradictoire. De toute manière, ce faciès, qui nous est le plus souvent caché par le recouvrement subbétique, est, dans le cas de la Sierra Sagra, ramené au jour par une unité tectonique intermédiaire.

Continuité latérale de cette unité. — J'ai pu, jusqu'à présent, reconnaître cette unité sur un front de 15 km entre la cluse du Rio Bravates, au Nord-Est et la route de Huescar à San Clemente, au Sud-Ouest. Il est à présumer

qu'elle présente une continuité latérale beaucoup plus considérable. En effet, une centaine de kilomètres à l'Ouest-Sud-Ouest, l'unité inférieure A de R. Busnardo ([6]) [Prébétique parautochtone de P. Fallot ([2])] comporte, surmontant des marnes à faciès mixte à Ammonites, Exogyres et Oursins du Crétacé inférieur, de puissantes masses marno-gréseuses, datées de l'Aptien par des Orbitolines, tout à fait semblables, selon R. Busnardo lui-même, à celles de la Sagra. Il s'agirait ainsi d'une même zone paléogéographique et, peut-être, comme sous la Sagra, d'une unité structurale intermédiaire entre le Prébétique au sens strict et le Subbétique. De plus, à Jaen, des calcaires et des marnes à Céphalopodes et à Échinides, continues de l'Albien au Sénonien, surmonteraient stratigraphiquement, d'après R. Douvillé ([7]), les calcaires gréseux à Orbitolines. Les faciès gréseux sont donc encadrés en haut et en bas par des faciès marneux banaux moins caractéristiques qui, bien que montrant des influences néritiques (Bivalves, Oursins), seraient de distinction délicate s'ils apparaissaient seuls. En conséquence, il est probable que dans les nombreux affleurements qu'on note un peu partout sur le Prébétique *sensu-stricto* autochtone et sous les masses principales du Subbétique charrié, il apparaîtra des éléments qui seront à rapporter à l'unité intermédiaire.

Si ces idées s'avéraient exactes, cette unité aurait l'ampleur d'une véritable nappe dont il serait intéressant d'étudier les faciès, aussi bien dans les régions plus occidentales que dans les régions plus orientales, et qui nous fournirait des éléments très importants pour les synthèses paléogéographiques futures.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) R. Nicklès, *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 492 et *Bull. Soc. géol. Fr.*, (4), 4, 1904, p. 223.

([2]) P. Fallot, *Estudios geológicos en la zona subbética entre Alicante y el río Guadiana Menor.* 719 pages, 11 planches Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, 1945.

([3]) R. Busnardo, M. Durand-Delga et P. Fallot, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2320.

([4]) P. Fallot, *El sistema cretácico en las cordilleras béticas.* 110 pages, 2 planches, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, 1944.

([5]) M. Durand-Delga et J. Magné, *Rev. Micropal.*, 1958, p. 155-175.

([6]) R. Busnardo et J.-M. Fontboté, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1366.

([7]) R. Douvillé, *Esquisse géologique des Préalpes subbétiques*, Paris, 1906.

(*Laboratoire de Géologie du Collège de France.*)

SÉISMOLOGIE. — *Sur les signaux séismiques de courte période obtenus lors du test nucléaire de Reggane, le 13 février 1960.* Note de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Francis Perrin.

Lors de l'explosion nucléaire du 13 février 1960 près de Reggane, les signaux séismiques à courte période apparaissent sensiblement moins forts à une distance de 2350 km qu'on ne l'aurait pensé d'après les résultats américains obtenus lors de tests au Nevada. Ils paraissent au contraire très forts vers 686 km.

Nous sommes en mesure de donner les premiers résultats des enregistrements d'un certain nombre de séismographes courte période, installés par le Commissariat à l'Énergie Atomique avec un certain appoint de personnel du Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, et qui étaient en service lors de l'explosion du 13 février 1960.

1. *Séismographes courte période verticaux au Sahara.* — Deux appareils d'amplification 1 200 000, l'un sur un terrain sableux à 556 km, l'autre sur du bon granite compact à 686 km, ont donné des signaux très nets sur lesquels on lit la succession complète des diverses ondes P et S.

Une première conclusion à tirer concerne la valeur du terme constant indépendant de la distance à faire figurer dans les tables de temps de propagation des ondes P. Ce temps est de 7,30 s au milieu du socle continental africain, contre 3,52 s admis pour les ondes qui traversent le Pacifique.

Une seconde conclusion concerne l'amplitude de la pression de l'onde séismique produite par l'explosion aérienne (à environ 100 m d'altitude) par rapport à celle de la même explosion bien enterrée. Ce rapport est sensiblement de 1/20. La valeur correspondant à l'engin enterré peut, en effet, se déduire d'une publication de Carl Romney [1].

On a noté, en outre, que ces séismographes recevaient 30 ou 40 mn après des signaux importants et prolongés, indubitablement dus à une propagation sonore de pression dans l'air, 50 à 70 baryes s'exerçant sur de larges surfaces (des dizaines de kilomètres carrés) suffisant largement à créer les 50 à 100 baryes mesurés pour l'amplitude de la Terre.

2. *Séismographes courte période verticaux en France.* — Des appareils semblables aux précédents étaient installés en France, tous sur du bon granite, aux distances suivantes :

— trois dans l'Orne, à environ 2 500 km;

— deux dans le Morvan, à environ 2 350 km;

— un dans le Massif Central, à environ 2 200 km.

Le 13 février 1960, il y avait un bruit de fond important dans l'Orne (50 à 120 Å), plus normal dans le Morvan (20 à 80 Å), plus uniforme dans le Massif Central (30 à 60 Å). Dans la publication citée de Romney, on trouve l'indication d'une amplitude d'onde P reçue à 2 350 km aussi forte qu'à 600 km, donc sensiblement 1,30 fois plus forte qu'à Tamanrasset :

or, rien de semblable n'a été reçu, tout au plus les séismographes à 2 350 km accusent une certaine augmentation du bruit à partir de l'heure attendue, mais sans début visible. Si l'on renonce à l'espoir d'une pointe exceptionnelle de réception à 2 350 km, on tire encore de Romney la notion que de 2 200 à 2 600 km on reçoit à peu près comme à 800 km, soit les 2/3 de l'amplitude de Tamanrasset. Ceci est plus conforme à notre ambiance de signal imperceptible dans le bruit et s'explique finalement bien par le fait du signal affaibli 20 fois par l'explosion aérienne.

Quand la puissance de l'explosion de Reggane sera donnée officiellement, nous pourrons préciser les valeurs absolues. Quoi qu'il en soit, on voit que la propagation venant du centre du socle africain pour atteindre l'Europe à travers la Méditerranée comporte des particularités différentes de celles du continent Nord-Américain.

Une publication ultérieure fera connaître les résultats obtenus avec des séismographes longue période.

(1) *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 1489.

AÉRONOMIE. — *Sur l'existence possible de nouvelles zones aurorales.* Note de M. **Daniel Barbier** et Mme **Jeanine Glaume**, présentée par M. André Couder.

On sait que la fréquence d'apparition des aurores polaires est maximale dans deux zones situées à une vingtaine de degrés des pôles géomagnétiques. Des observations de la lumière du ciel nocturne faites à Tamanrasset suggèrent l'existence de deux nouvelles zones aurorales dans les régions de basses latitudes.

1. L'un de nous a montré que les variations au cours du temps de l'intensité de la raie rouge de l'oxygène sont extrêmement différentes à la station de Tamanrasset (latitude 22° 47′ N) et dans les stations situées plus au nord, telles que l'Observatoire de Haute-Provence (latitude 43° 56′ N) (1), (2). Ces observations poursuivies depuis mai 1957 étaient faites dans une direction fixe, elles ont été complétées par des observations faites tout autour de l'horizon à 75° de distance zénithale au cours d'une mission à Tamanrasset. Ces dernières observations ont eu lieu du 19 janvier au 3 février 1960.

2. Les enregistrements exécutés à travers des filtres centrés sur 6 300 Å et sur 5 577 Å pendant cette mission ont toujours été caractérisés, sauf en fin de nuit, par la présence de deux maximums d'intensité, sensiblement symétriques par rapport au méridien. La seule explication raisonnable est que ces maximums sont dus à la présence dans le ciel d'une sorte d'arc où l'émission des raies 6 300 et 5 577 Å serait renforcée. Nous avons observé la présence de cet arc parfois au Nord de la station et parfois au Sud, en moyenne légèrement au Sud. Au cours de la nuit, lorsque sa position variait le déplacement se produisait du Nord vers le Sud. L'arc a montré assez souvent une structure curieuse.

3. L'émission de la raie 6 300 Å dans l'arc a atteint plusieurs fois une intensité de 3 000 rayleighs (1 rayleigh = 10^6 transitions par seconde dans une colonne de 1 cm^2 de section droite). Pour la comparaison, à la même époque, au milieu de la nuit, à l'Observatoire de Haute-Provence, l'intensité de 6 300 est de l'ordre de 200 rayleighs.

L'émission de 5 577 liée à celle de 6 300 a une intensité six fois plus faible. Elle se superpose à ce qu'on pourrait appeler l'émission normale de 5 577, sans corrélation avec 6 300, due très probablement au mécanisme de Chapman, qui très faible à Tamanrasset au mois de janvier, gêne peu l'observation de l'arc.

4. Le fait que l'arc émet à la fois la raie rouge et la raie verte de l'oxygène laisse penser qu'il se trouve à une altitude assez élevée, d'au moins 150 km et qu'il est dû à une excitation électronique.

On sait que Van Allen et ses collaborateurs (3), (4) ont découvert au voisinage de la terre deux zones de forte ionisation. Ils ont attribué les

zones aurorales classiques à des fuites d'électrons de la zone externe. L'arc observé à Tamanrasset pourrait sans doute s'expliquer par une fuite d'électrons de la zone interne de Van Allen.

Pendant les mois d'été l'arc auroral doit disparaître du ciel de Tamanrasset, car l'intensité de 6 300 y est comparable à celle observée à l'Observatoire de Haute-Provence si l'on fait abstraction de quelques curieux sursauts d'intensité. A. et D. Delsemme (5) ont observé à Lwiro (latitude 2° 15′ S) l'émission de la raie 6 300 Å dans une direction fixe et ils ont constaté que ses propriétés sont assez comparables à celles découvertes à Tamanrasset. Notre interprétation des faits serait qu'il existe deux arcs auroraux. En janvier. l'un serait à une latitude géomagnétique voisine de 20° N et l'autre vers l'équateur. En juillet, les arcs se seraient déplacés le premier pour atteindre l'équateur et l'autre une latitude de 20° S. Cette hypothèse trouve une confirmation dans le fait que les observations de juillet de Van Allen et de ses collaborateurs montrent que la zone interne de Val Allen est franchement excentrée vers le Sud (3).

(1) D. Barbier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1559.
(2) D. Barbier, *Ann. Géoph.*, 15, 1959, p. 179.
(3) J. A. Van Allen, C. E. Mc Ilwain, G. H. Ludwig, *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 271.
(4) J. A. Van Allen, *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 1683.
(5) A. et D. Delsemme, *Comptes rendus*, 250, 1959, p. 271.

ÉCOLOGIE. — *Sur le pH des terreaux d'arbres creux (châtaigniers et saules) et son influence sur la faune.* Note (*) de M[lle] **Simone Kelner-Pillault**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les cavités des châtaigniers et des saules contiennent des terreaux acides dont le pH s'élève lentement au cours de l'évolution des cavités.

Les terreaux sont en général, des sols bien tamponnés. Avec un pH-mètre électrique portatif, une première mesure était effectuée sur le terrain, après 20 mn d'immersion de l'échantillon dans l'eau distillée. Sur le liquide restant, transporté au laboratoire en tube bouché hermétiquement, trois autres mesures étaient effectuées, 3, 18 et 24 h après l'immersion. L'écart entre les nombres obtenus pour un même prélèvement n'a jamais excédé 3/10[e] et le plus souvent j'ai retrouvé le nombre de la première mesure plus d'une semaine après le prélèvement. Des expériences semblables ont été faites sur des échantillons de terreaux conservés en sac de matière plastique; là, encore, les pH sont très souvent restés stables; quand une variation s'est produite, pour les terreaux de saules le pH baissait (5,8, 5,6, 5,4 et 5,2) tandis que pour ceux de châtaigniers, il montait (3,6, 3,7, 3,8 et 3,9).

Dans les premiers stades, les terreaux sont presque exclusivement constitués par des débris de bois et des déjections de xylophages. Au terme de l'évolution des cavités le terreau se confond avec le sol. Durant cette évolution le pH des terreaux de châtaigniers varie de 3,2 à 4,7; celui des saules de 5,6 à 7,5. L'acidité plus forte des terreaux de châtaigniers s'explique par les pH du bois et du sol des stations. Le pH du bois de châtaignier est voisin de 4,2; celui du bois de saule est proche de 5,8. Le sol des stations de châtaigniers est siliceux, son pH est voisin de 6; celui des stations de saules est calcaire et alluvial, son pH peut atteindre 7 et même 8. Les terreaux jeunes sont parfois plus acides que le bois qui leur a donné naissance; ceci provient de l'incorporation souvent massive de déjections de xylophages dont le pH est très bas, 2,9 par exemple.

La lente montée du pH au cours de l'évolution est due à la diminution du pourcentage des éléments ligneux (bois et déjections de xylophages) et à l'apport croissant des éléments venus du sol. Cette relation apparaît clairement dans les cavités situées au niveau du sol. Dans un châtaignier, le terreau du centre avait pour pH 3,8, celui qui s'était déversé hors de la cavité avait pour pH 4,4 et le pH du sol sous-jacent était de 5,2.

La position de la cavité par rapport au sol n'a aucune influence sur le pH. Une cavité située à 2 m au-dessus du sol peut contenir un terreau moins acide que celui d'une autre située au niveau du sol si elle a subi d'importants apports extérieurs, soit d'origine éolienne, soit à la suite d'une nidification. Citons comme exemples : la cavité du sommet d'un têtard de saule à terreau visiblement riche en éléments siliceux; pH 6,7 et une autre cavité

située au niveau du sol contenant un terreau riche en débris de bois : pH 6,4. Un même arbre peut présenter deux cavités contenant des terreaux de pH différents. Un saule présentait deux cavités, l'une ouverte vers l'Ouest à terreau riche en débris ligneux, pH 6,4; l'autre ouverte à l'Est à terreau fortement mêlé au sol par de petits mammifères fouisseurs, pH 7.

L'état de l'arbre vivant ou mort n'intervient pas plus. Les terreaux d'arbres morts et abattus peuvent être plus acides que ceux des cavités d'arbres vivants s'ils sont plus riches en débris de bois et surtout en déjections de xylophages. Voici quelques exemples :

terreau de la cavité d'un saule mort abattu : pH 5,6;

terreau d'une cavité équivalente sur un saule vivant : pH 5,8.

De même pour deux châtaigniers les pH respectifs obtenus étaient 3,2 et 3,7.

Dans une cavité à demi abritée, le terreau soumis à la pluie est moins acide que le terreau sec. Pour une cavité de châtaignier le terreau mouillé avait pour pH 4,6 et le pH du terreau sec était 4,3. Dans un saule les deux pH correspondants étaient 6 et 5,6.

Malgré ces variations le pH semble peu influer sur la faune entomologique puisque beaucoup d'espèces habitent aussi bien les terreaux de saules que ceux de châtaigniers dont les pH sont pourtant très différents.

De plus, dans une même cavité les zones de mue, de nymphose, d'activité des jeunes larves et de séjour des larves âgées sont bien délimitées mais elles ont toutes le même pH.

L'étude du pH a cependant un grand intérêt; elle permet de déterminer les stades d'évolution des terreaux dans deux cavités de même type.

Enfin les exemples précités montrent que les variations du pH sont parallèles à celles du rapport entre les éléments organiques et minéraux. De même, au fur et à mesure que le pH s'élève, la densité de la population des Coléoptères Alleculides diminue en même temps que le pourcentage des Diptères augmente, ceci non à cause des variations du pH mais parce que la quantité d'éléments ligneux régulateurs thermiques et hydriques diminue.

Ces quatre facteurs pH, rapport éléments organiques/éléments minéraux, densité de population des Alleculides, pourcentage des Diptères sont étroitement liés et montrent la complexité des interactions qui s'exercent dans un habitat cependant restreint.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(*Station biologique des Eyzies, Dordogne;*
Laboratoire d'Entomologie du Muséum national d'Histoire naturelle, Paris.)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Importance de la température dans la préparation d'extraits auxines-oxydasiques.* Note de M. **Paul-Émile Pilet**, présentée par M. Raoul Combes.

Le rôle joué par la température, sur l'activité d'un extrait auxines-oxydasique (mesurée par la destruction enzymatique de l'acide β-indolylacétique), est précisé. Il conviendra de réfrigérer le matériel (ici racines et cultures de tissus) et non de les congeler. L'extrait sera conservé à l'obscurité (+ 2° C) et garde, dans ces conditions, son activité pendant 24 h environ après sa préparation.

Dès les premiers travaux ([1]), consacrés à l'étude de l'inactivation enzymatique des composés auxiniques et tout spécialement de l'acide β-indolyl-acétique (ABIA), des techniques particulières ([2]) ont été proposées pour extraire les auxines-oxydases. A plusieurs reprises, nous avons montré ([3]) à quel point des variations de la température pouvaient influencer l'activité de ces extraits. Dans cette Note préliminaire, nous rapporterons quelques-uns des résultats obtenus à ce propos.

Rappelons tout d'abord la méthode usuelle ([4]) de préparation des extraits pour l'analyse *in vitro* :

Les tissus utilisés sont pesés [et dans une série d'essais parallèles on détermine leur teneur en protéines ([5])] puis broyés (à — 16° C) en présence de SiO_2 et d'une certaine quantité (1-3 ml) d'une solution tampon (40 ml KH_2PO_4, 1.10^{-1} M + 10 ml Na_2HPO_4, 1.10^{-1} M; pH 6,1). L'extrait est ensuite centrifugé (15 mn, 4 000 g) et décanté (10 ml). On prélève 2 ml de l'extrait, on ajoute 6 ml d'une solution tampon de pH 6,1 et (temps o) 2 ml d'ABIA (50 μg/ml). Après une incubation de 60 mn (28° C, obscurité, agitation), à 1 ml de ce mélange, on ajoute 8 ml de réactif de Salkowski modifié [3 ml $FeCl_3$ 1,5 M-60 ml H_2SO_4 (1,84; P. M. 98,08)-100 ml H_2O] et 1 ml d'alcool éthylique. L'analyse se fait au colorimètre Klett-Summerson (filtre n° 54 : 535 ± 35 mμ).

Avant la préparation des extraits, nous avons conservé les tissus pendant un certain temps (4 h) à l'obscurité et à une température déterminée (— 20, + 2 et + 20° C); c'est ce que nous appellerons le *traitement* 1. Une fois les extraits obtenus par la technique précédemment décrite, et avant de procéder à l'analyse de leur activité auxines-oxydasique, nous les avons déposés à l'obscurité pendant un certain temps (1/2 h) à une température donnée (+ 2 et + 20° C); c'est ce que nous appellerons le *traitement* 2.

Pour ces expériences, nous avons utilisé le matériel suivant :

1° des pointes (6 mm à partir du sommet) de racines du *Lens* de 18 mm de longueur ([6]);

2° des tissus de carotte cultivés *in vitro* (cultures primaires de 24 jours) ([7]) : dans ce cas, les dosages ont porté : *a.* sur les fragments de racines (région médiane) et *b.* sur les néoformations.

Les résultats de ces essais sont reportés dans le tableau I. Nous en tirerons les conclusions suivantes :

1° Lorsque le matériel, avant d'être employé pour la préparation des

extraits enzymatiques, est conservé à basses températures (jusqu'à + 2° C), ses auxines-oxydases sont relativement plus actives. Par contre, s'il est congelé, la destruction de l'ABIA, que ses enzymes provoquent, est réduite; ceci peut s'expliquer par le changement brusque de la température (à la sortie du congélateur) qui inactiverait les systèmes enzymatiques.

TABLEAU I.

Action de la température sur l'activité auxines-oxydasique
(exprimée en microgrammes d'ABIA détruits pendant 60 mn et pour 1 mg d'azote protéinique).
Traitement 1 : Conservation du matériel (4 h) avant la préparation de l'extrait.
Traitement 2 : Conservation de l'extrait (1/2 h) avant le dosage colorimétrique.

Températures (°C).		Racines de 18 mm (*Lens*).	Cultures primaires *carotte*.	
Traitement 1.	Traitement 2.	Fragments de 6 mm.	Fragments.	Néoformations.
—20	+ 2	80 (?)	163	57
	+20	82	169 (?)	53
+ 2	+ 2	105	224	62 (?)
	+20	114 (?)	212	70
+20	+ 2	75	147	51
	+20	74	140	42

2° Si l'on place l'extrait, avant l'analyse auxines-oxydasique, à basses températures, on lui conserve son activité.

Cette seconde remarque nous a amené à étudier le rôle joué par la température sur la conservation de l'extrait enzymatique. Nous nous bornerons à l'examen des résultats obtenus pour des fragments de racines. On peut voir dans le tableau II que, si à + 2° C, l'extrait conserve longtemps son activité initiale, celle-ci est réduite d'autant plus fortement que la température s'élève.

TABLEAU II.

Action de la température sur la conservation d'extraits enzymatiques (*racines du* Lens).
L'activité auxines-oxydasique est également rapportée en microgrammes d'ABIA détruits pendant 60 mn, pour 1 mg d'azote protéinique.
Avant la préparation de l'extrait, le matériel est conservé 4 h à l'obscurité et à + 2° C.

Températures (traitement 2) (°C).	Temps en heures						
	1/2.	1.	2.	4.	8.	24.	48.
+ 2	105	110 (?)	103	103	95	90	77
+20	114 (?)	91	94 (?)	67	45	21	15
+40	81	70	52	34	19	8	2

Ainsi, pour conserver l'activité d'un extrait contenant un système enzymatique capable d'inactiver *in vitro* l'ABIA, il convient d'opérer sur un matériel préalablement réfrigéré et non congelé; des mesures valables peuvent encore être faites, 24 h après la préparation de cet extrait, s'il a été gardé à l'obscurité et à + 2° C.

(1) P. M. RAY, *Ann. Rev. of plant physiol.*, 9, 1958, p. 81.
(2) A. W. GALSTON et L. Y. DALBERG, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 373; P. E. PILET et A. W. GALSTON, *Physiol. Plantarum*, 8, 1955, p. 888; P. M. RAY et K. V. THIMANN, *Arch. Biochem. Biophys.*, 64, 1956, p. 175; R. E. STUTZ, *Plant Physiol.*, 32, 1957, p. 31.
(3) P. E. PILET, *Experientia*, 13, 1957, p. 35; *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 798.
(4) P. E. PILET, *Rev. gén. Bot.*, 64, 1957, p. 106.
(5) P. E. PILET et P. A. SIEGENTHALER, *Bull. Soc. bot. suisse*, 69, 1959, p. 58.
(6) P. E. PILET, *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 708; *Rev. gén. Bot.*, 66, 1959, p. 450.
(7) P. E. PILET, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1141.

PHYTOGÉNÉTIQUE. — *Sur un Ascomycète intéressant pour l'étude de certains aspects du problème de la structure du gène.* Note (*) de M. **Georges Rizet**, Mlle **Nicole Engelmann**, Mme **Christiane Lefort**, MM. **Pascal Lissouba** et **Jean Mousseau**, présentée par M. Roger Heim.

Près de 300 mutants dont l'anomalie est visible sur l'ascospore ont été obtenus chez l'*Ascobolus immersus*. La plupart d'entre eux se répartissent en une vingtaine de *séries*. Les mutants d'une même *série* se comportent comme des *homo-* ou des *hétéro-allèles*. Les recombinaisons sauvages étant détectables immédiatement, il est possible d'analyser en grand nombre les tétrades qui les contiennent.

L'*Ascobolus immersus* est un Ascomycète coprophile très répandu dont il est facile d'obtenir les fructifications en conservant des déjections d'herbivores dans des conditions convenables de température et d'humidité.

Nous avons isolé de nombreuses souches sauvages, toutes hétérothalliques comme celles déjà décrites (1) et qui appartiennent, quelle que soit leur origine, à deux groupes interstériles. Beaucoup de ces souches montrent de nombreuses ascospores avortées, et ces anomalies sont encore beaucoup plus fréquentes dans la descendance des croisements entre souches différentes. Il semble donc que deux espèces ou sous-espèces, portant le même nom, présentant chacune un polymorphisme considérable, se côtoient dans la nature.

Il existe cependant des souches sauvages ne montrant pratiquement pas d'anomalies dans leur descendance, et qui, malgré leur hétérogénéité originelle certaine, peuvent être utilisées par le généticien. Cette hétérogénéité est évidemment un inconvénient; le fait que les huit ascospores ne soient pas disposées linéairement en constitue un autre. Cependant, cette espèce présente des avantages considérables. Les spores, brun foncé à maturité, sont de très grande taille (65-75 μ) et s'isolent avec une étonnante facilité. La dissection des asques est inutile puisqu'à maturité les huit spores sont projetées groupées : il suffit alors de les recueillir à la surface d'un milieu gélosé. Sur une solution de bacto-peptone gélosée, fraîchement préparée, les spores de la souche actuellement utilisée germent pratiquement toutes après un chauffage à 40° pendant 3 à 12 h. Un cycle complet, à condition qu'on entretienne une humidité suffisante et un éclairement au moins intermittent, s'effectue en une douzaine de jours à 25-26°. Sur crottin de cheval stérilisé, des fructifications très nombreuses se forment sur toute la surface du milieu. Comme les asques d'une culture sont projetés isolément pendant plus de huit jours, il est possible d'en recueillir les projections successives sur des écrans où l'on pourra observer très rapidement les tétrades bien isolées les unes des autres.

Ce dernier aspect est particulièrement favorable, si l'on s'intéresse aux mutations concernant les ascospores, puisque, d'une part de telles mutations sont faciles à repérer, et d'autre part, s'il s'agit de gènes à action

autonome, des milliers de ségrégations peuvent être vues en quelques minutes. De tels mutants ont déjà été décrits chez cette espèce (*loc. cit.*) ou d'autres espèces du même genre [2] et, même *a priori*, on peut penser que leur obtention est facile. On sait, en effet, que l'histoire de la pigmentation de l'ascospore est un phénomène compliqué [4] nécessitant une synthèse du pigment dans l'épiplasme, sa migration sur la membrane et même divers stades au cours de sa fixation. Un mécanisme aussi complexe doit pouvoir être interrompu ou modifié à la suite de mutations variées.

Nous avons recherché de tels mutants, soit après action des rayons ultraviolets, soit après irradiation aux rayons X, soit apparus spontanément. Les ultraviolets, sur ces ascospores colorées, polynucléées à maturité, sont pratiquement inefficaces. Les mutants obtenus sous l'action des rayons X correspondent souvent à des accidents chromosomiques.

La méthode la plus efficace consiste à rechercher des mutants spontanés : on observe des champs de tétrades sauvages et l'on isole celles qui montrent quatre ascospores aberrantes sur huit. Ces asques correspondent presque toujours à l'apparition d'un mutant. La fréquence des tétrades contenant un mutant nouveau est de l'ordre de 10^{-3}.

Nous avons isolé de cette manière près de 300 mutants. L'isolement de quelques centaines de mutants nouveaux est facilement réalisable.

Tous ces mutants sont monogéniques : chacun d'eux, croisé avec la forme sauvage, donne une ségrégation 4:4. Les anomalies recueillies concernent la taille, la forme, la pigmentation et l'ornementation des spores. Les variations de taille sont peu utilisables car elles sont ou de faible amplitude et difficiles à repérer, ou plus importantes, mais elles résultent alors d'accidents chromosomiques. La forme des ascospores n'est vraiment aberrante que pour un mutant (spores non pigmentées et arrondies). Six mutants, correspondant à deux phénotypes, produisent des ascospores à membrane rugueuse. Le pigment, chez une trentaine d'autres, est présent à la surface des spores sous forme de granulations sphériques, de coloration normale, plus ou moins nombreuses et plus ou moins intimement fixées à la membrane.

Chez tous les autres mutants, l'anomalie concerne la coloration : les spores sont, soit légèrement pigmentées, soit nettement blanches. Seules ces dernières, de beaucoup les plus nombreuses, ont finalement été retenues à cause de la netteté des ségrégations auxquelles elles conduisent. Nous en possédons près de 200 dont l'origine, dans 95 % des cas au moins, est indépendante.

Les rapports entre ces divers mutants ont été recherchés et une abondance considérable de ségrégations visibles intéressant un, deux ou trois couples de gènes ont été observées. Malgré des centaines de milliers d'asques analysés ces rapports sont loin d'être totalement établis. Dans chaque croisement il est facile de distinguer les tétrades parentales, les tétrades recombinées et les tétratypes. La fréquence relative de ces trois catégories

a permis de relever de nombreux cas d'indépendance ou de linkage entre deux couples. Toutefois, momentanément, ce qui ressort le plus nettement de cette analyse, c'est la répartition en *séries* des mutants trouvés.

Une même *série* groupe tous les mutants qui, montrant le même phénotype, ne fournissent pas ou plus fréquemment fournissent très peu de recombinaisons sauvages lorsqu'on les croise deux à deux (au maximum de l'ordre de 1 %). Chaque *série* paraît ainsi correspondre à un « *locus* » complexe, les divers éléments se comportant comme des *homo-* ou des *hétéro-allèles* au sens de Roman (4).

Ainsi les nombreux mutants paraissent correspondre à un nombre beaucoup plus faible de « *loci* », variable d'ailleurs avec l'anomalie envisagée, et dont le nombre peut précisément donner une idée de la complexité du déterminisme génétique du caractère considéré. Les mutants à spores rugueuses se groupent en deux *séries*; la presque totalité des mutants à spores granuleuses s'intègrent également en deux *séries*. Au contraire, les mutants à spores blanches correspondent à plus de vingt « *loci* » indépendants ou au moins le plus souvent éloignés les uns des autres, la *série* la plus longue comprenant actuellement 13 éléments, plusieurs 10 ou plus, mais parfois aussi deux ou même un seul.

Au sein d'une *série*, il est facile de détecter et de calculer la fréquence des recombinaisons sauvages puisqu'un seul examen des tétrades suffit. Il est également facile d'analyser les tétrades contenant ces spores sauvages. Des analyses préliminaires de ce type nous ont montré que, assez fréquemment, à l'intérieur d'un « *locus* » les fréquences des recombinaisons ainsi calculées n'étaient pas additives; elles nous ont montré également que, dans une tétrade, l'existence de spores sauvages n'impliquait pas obligatoirement l'existence de spores double-mutantes, donc d'enjambement classique.

L'existence de ces anomalies et de quelques autres, ajoutée à la facilité de détection des tétrades avec recombinants sauvages nous a alors incité à étudier de plus près quelques-unes de ces séries. Nous rapporterons bientôt les premiers résultats de cette étude.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. Rizet, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1669.
(2) G. Bistis, *Bull. Torrey Bot. Club*, 83, 1956, p. 35.
(3) M. Le Gal, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 167.
(4) H. Roman, *Cold Spring Harbour Symposia on quantitative Biology*, 21, 1956, p. 175.

(*Laboratoire de Génétique physiologique du C. N. R. S.*)

PHYTOGÉNÉTIQUE. — *Sur la structure génétique de l'espèce* Podospora anserina *et sur l'intérêt de cette structure pour certaines recherches de génétique.* Note (*) de MM. **Jean Bernet**, **Karl Esser**, M[lles] **Denise Marcou** et **Janine Schecroun**, présentée par M. Roger Heim.

Les différents jordanons homocaryotiques qui constituent l'espèce *P. anserina* permettent l'analyse génétique précise de phénomènes observés dans les hybridations interspécifiques (fertilité atténuée, gamétophytes létaux) et mettent en évidence des rapports très étroits entre l'impossibilité de certaines hétérogreffes et des anomalies de fertilité.

L'Ascomycète *Podospora anserina* est une « bonne espèce » à aire de répartition très vaste et dont les fructifications se rencontrent par petits groupes sur les excréments d'herbivores placés dans des conditions convenables de température et d'humidité.

A plus de vingt reprises, nous avons isolé des ascospores de périthèces sauvages. Chaque spore conduit à une souche et l'ensemble des souches issues de périthèces trouvés côte à côte constitue une *souche collective.* L'origine de ces souches est très variée : nous en avons de la plupart des régions de France, de la mycothèque de Baarn et des États-Unis.

L'asque est généralement tétrasporé : chacune des quatre spores contient un noyau + et un noyau —. Cette structure habituelle correspond à une post-réduction presque constante du couple +/— ([1]). Il se forme parfois des spores uninucléées dont les noyaux sont + ou — et les souches qui en sont issues autostériles. Les spores binucléées au contraire, donnent des souches autofertiles. L'espèce est donc pratiquement homothallique, ce caractère résultant de la coexistence, dans la spore, de deux noyaux de signes différents. Ce dualisme est identique à celui des espèces hétérothalliques bipolaires.

Chaque souche + ou — produit des éléments femelles (ascogones) et des éléments mâles (microconidies ou spermaties, très petites, uninucléées, très pauvres en cytoplasme et incapables de germination autonome). Lorsqu'on confronte une souche + et une souche —, il se fait à leur rencontre non pas un, mais deux croisements réciproques. On peut réaliser l'un ou l'autre séparément par spermatisation ([2]).

La structure binucléée des spores indique que, dans la nature, l'espèce doit exister sous forme de mycéliums hétérocaryotiques (+—). Rien ne s'oppose à la réalisation de structures hétérocaryotiques résultant soit de mutations, soit d'anastomoses entre mycéliums différents. Si, de plus, on envisage le double aspect, uniparental et biparental, de la reproduction de cette espèce, on peut se demander quelle est finalement sa structure génétique.

D'après le résultat de recherches variées poursuivies le plus souvent dans d'autres buts, voici quelle est la structure de l'espèce *P. anserina.*

1° *Chaque souche collective constitue une unité homogène*, qu'on envisage les isolements originels ou les nombreuses descendances obtenues. Tous les croisements sont fertiles. Aucun barrage ne se produit entre mycéliums différents. Chacune de ces souches est donc parfaitement définie, c'est l'équivalent d'une race pure. La seule hétérogénéité décelable concerne le signe, les noyaux étant + ou — et l'asque toujours hétérozygote pour le couple +/—.

2° *Toutes les souches collectives étudiées sont génétiquement différentes.*

a. Le seul examen du mycélium révèle fréquemment des différences, mais toujours faibles et dans tous les cas insuffisantes pour atténuer la notion de *souche sauvage.*

b. Si on les maintient en multiplication végétative ininterrompue, toutes deviennent sénescentes, mais chacune d'elles montre une longévité caractéristique ([3]). Les écarts observés sont importants, les longévités variant de moins de 15 jours à plusieurs mois, avec tous les intermédiaires. Pour toutes les souches, la sénescence apparaît plus tardivement pour les mycéliums + que pour les mycéliums —.

c. A une exception près (souches *s* et *N*), un barrage se forme à la rencontre de deux souches d'origine différente. A l'échelle des filaments, ces barrages se traduisent dans tous les cas par la mort plus ou moins rapide des articles mixtes formés par anastomoses. Dans le cas des barrages entre souches *S* et *s*, cette mort représente le terme d'une incompatibilité cytoplasmique ([4]). Un barrage ne s'oppose pas obligatoirement au croisement des souches confrontées. Il est alors possible d'en analyser le déterminisme génétique. Dans les cas les plus simples, deux gènes allèles ([5]), ([6]), ([7]) ou non allèles (*loc. cit.*), ([8]) peuvent suffire à provoquer le barrage; mais généralement, entre jordanons différents, plusieurs mécanismes se trouvent superposés (*loc. cit.*).

d. Toutefois les barrages entre deux souches s'accompagnent fréquemment d'une diminution de fertilité pouvant aller jusqu'à la stérilité totale. Cette stérilité n'intéresse parfois qu'un des deux croisements réciproques; on parle alors de semi-incompatibilité (*loc. cit.*).

La descendance de divers croisements fertiles entre souches donnant barrage a été étudiée par la méthode de l'analyse des tétrades. Parmi les ségrégations mendéliennes observées, les plus singulières concernent l'apparition de souches très aberrantes à croissance lente, dans lesquelles beaucoup de filaments meurent. Dans les cas bien analysés, l'anomalie est déterminée par deux gènes : le cas des souches $a_1 b$ et $c_1 v$ a déjà été rapporté ([8]); le cas des souches *Ba Be* et *Ba Bi* le sera bientôt. Comme il s'agit de recombinaisons de gènes qui, séparément chez les parents, n'altéraient pas la croissance, on peut considérer ces souches comme de véritables *létaux synthétiques* ([9]).

e. De tels létaux synthétiques n'ont été observés que dans le cas de

souches donnant barrage entre elles et dont le croisement montre une fertilité atténuée.

Conclusions. — 1° Il est clair que l'espèce *P. anserina* est la somme d'une poussière de sous-unités, de jordanons génétiquement différents dont chacun est homocaryotique pour tous les gènes à l'exception du signe. Cette structure résulte du mode uniparental de la reproduction. Le caractère tétrasporé avec post-réduction presque constante du signe paraît avoir enlevé toute importance à l'hétérothallisme primitif. *Chaque souche sauvage constitue donc un matériel immédiatement utilisable pour des recherches de génétique.*

2° Trois types d'aberrations ont été relevés dans les rapports entre deux souches collectives : un barrage pratiquement constant, une fertilité souvent réduite et parfois des recombinaisons létales dans la descendance de leurs croisements. Le barrage, résultat d'une incompatibilité cytoplasmique, traduit en quelque sorte, au niveau cellulaire, l'impossibilité des hétérogreffes. Ces diverses anomalies sont génétiquement analysables chez *Podospora*, où elles résultent de différences portant sur un nombre limité de gènes, parfois deux seulement. Dans ce cas, ces deux gènes provoquent à la fois l'incompatibilité cytoplasmique et la diminution de fertilité. Comme ces anomalies sont en somme identiques à celles qu'on observe dans les croisements interspécifiques, on peut se demander si l'*étude des différents jordanons d'une espèce à autofécondation ne constituerait pas un moyen de comprendre la nature des différences entre espèces.*

3° D'un point de vue encore plus général, le fait que le barrage et l'impossibilité de croisement résultent du même déterminisme génétique *pose* clairement le *problème des rapports entre la compatibilité cytoplasmique et la possibilité d'une hybridation.*

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) G. Rizet et C. Engelmann, *Rev. Cytol. et Biol. Veg.*, 11, 1949, p. 21.
(2) F. Monnot, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2263.
(3) G. Rizet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1106.
(4) G. Rizet et J. Schechroun, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2392.
(5) G. Rizet et G. Delannoy, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 588.
(6) G. Rizet et K. Esser, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 666.
(7) K. Esser, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1731.
(8) K. Esser, *Z. Vererbungslehre*, 90, 1959, p. 29.
(9) Th. Dobzhansky, *Genetics*, 31, 1946, p. 269.

ENTOMOLOGIE. — *Descriptions d'organes adaptés à la dissémination des champignons chez les* Scolytoidea (*Coléoptères*). Note (*) de MM. **André Roche** et **Jean Lhoste**, présentée par M. Roger Heim.

Il a été décrit récemment, par Grosmann ([1]) et par Lhoste et Roche ([2]), chez les femelles appartenant à quelques espèces du groupe des *Scolytoidea* mycétophages, des organes spéciaux dans lesquels ont été décelés des spores et des filaments mycéliens. Ces organes, en forme de poche, sont constitués par un repli de la membrane intersegmentaire, reliant le *pronotum* au *mésonotum.*

L'organe prothoracique semble jouer un rôle capital dans l'ensemencement des galeries de ponte forées par la femelle et, par suite, dans la biologie des larves dont la nourriture est constituée exclusivement de matériaux mycotiques (spores et mycélium).

La poursuite de nos recherches chez d'autres espèces originaires de Côte-d'Ivoire ([3]) nous a permis de déceler deux nouveaux types d'organes prothoraciques :

1. *Utricules.* — Ce type d'organe a été découvert chez *Platypus hintzi* Schauf. Il en existe une paire située au tiers postérieur du *pronotum*, de part et d'autre de la ligne médiane. Sur coupe transversale, leur forme utriculaire est caractéristique. Le diamètre de l'outre est d'environ 300 μ, l'épaisseur de la chitine étant de 20 μ.

A l'intérieur de la cupule se trouvent de nombreux organites serrés les uns contre les autres, possédant les caractéristiques d'éléments sporaux de champignons inférieurs. La paroi profonde de l'utricule est bordée de quelques cellules hypodermiques modifiées, pourvues d'un canalicule qui traverse la chitine et débouche à l'intérieur de l'organe. L'examen de nombreux individus nous a permis de déceler des faciès différents du contenu utriculaire, nous incitant à supposer que le champignon évolue

Explications des Figures.

Fig. *a.* — *Platypus hintzi* Schauf. Utricule prothoracique à l'intérieur de laquelle on distingue la masse mycélienne dont les éléments ont environ 15-20 μ de diamètre. La flèche indique les cellules hypodermiques modifiées.

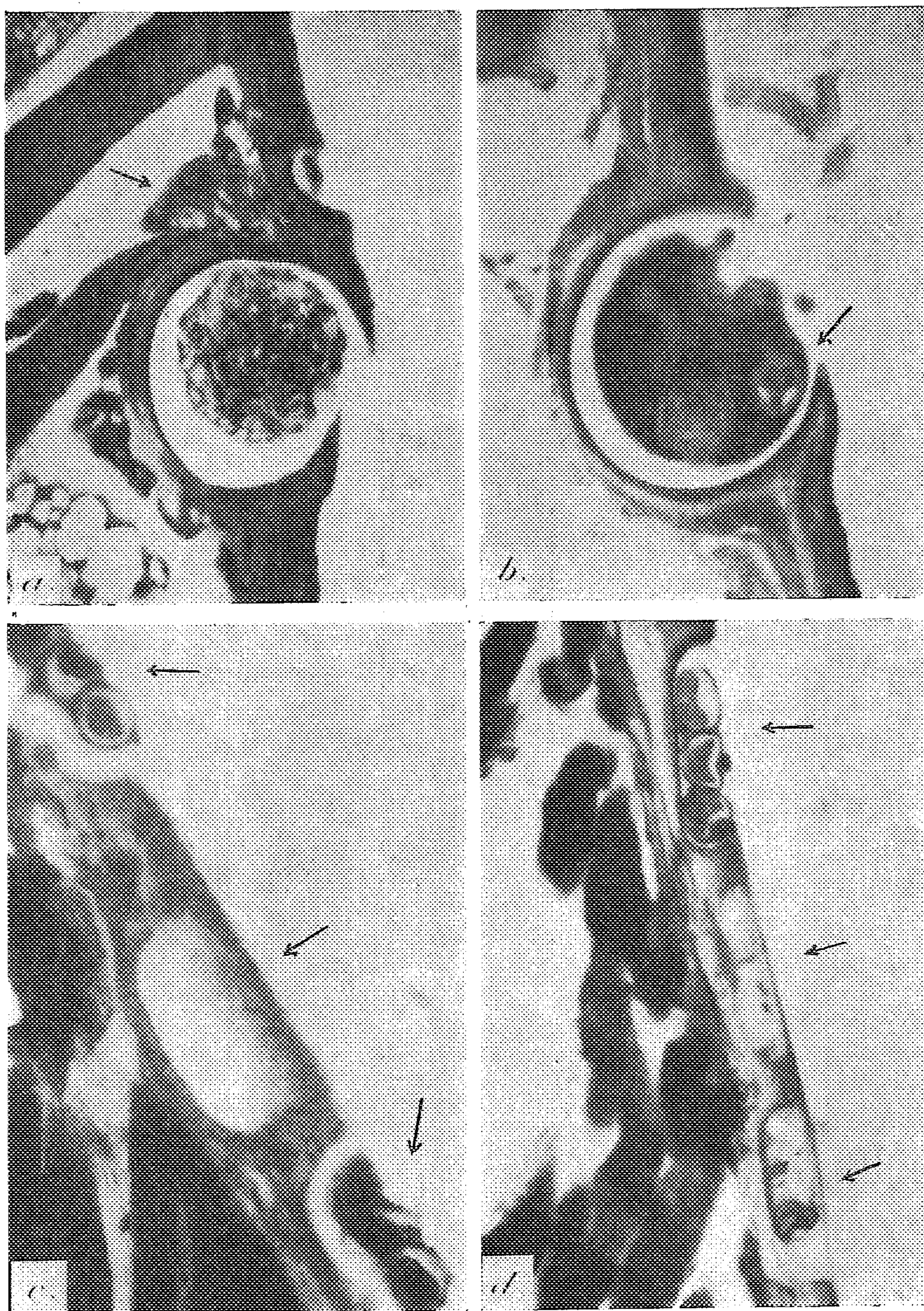
Fig. *b.* — *Platypus hintzi* Schauf. Utricule prothoracique chez un autre individu. On remarquera la structure toute différente du contenu et la présence d'organites qui peuvent être assimilés à des chlamydospores.

Fig. *c.* — *Periomatus excisus* Strohm. Trois logettes intrachitineuses, marquées par des flèches; deux d'entre elles contiennent des chlamydospores dont le diamètre est d'environ 50 μ.

Fig. *d.* — *Periomatus camerunus* Schedl. Trois logettes intrachitineuses. Dans l'une d'entre elles, on distingue nettement trois spores d'environ 50 μ de diamètre.

Toutes les photomicrographies sont à la même échelle (G × 150).

à l'intérieur de l'organe, mais il est vraisemblable que ces réceptacles abritent tantôt des blastospores ou conidies (*fig. a*), tantôt des chlamydospores (*fig. b*).



2. *Alvéoles.* — Ce type d'organe a été observé chez *Periomatus camerunus* Schedl. et chez *P. excisus* Strohm. Suivant l'espèce, ces alvéoles mesurent de 50 à 70 μ de hauteur et de 250 à 300 μ de longueur. Elles sont ovoïdes, largement ouvertes. Seuls, des organites rappelant des chlamydospores de champignon ont été observés par groupe de quelques unités. Aucune cellule hypodermique spéciale ne semble exister dans le voisinage des alvéoles (*fig. c* et *d*)

Les deux catégories d'organes décrits correspondent très vraisemblablement à des stades différents d'adaptation au transport et à la dissémination des champignons indispensables à l'alimentation des larves.

Les dispositifs utriculaires sont très proches, au point de vue de leur organisation, des poches intersegmentaires décrites précédemment. Au contraire, les alvéoles ne semblent jouer qu'un rôle mécanique dans le transport des éléments sporaux.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) GROSMANN, *Z. Morph. u. Okol.*, 45, 1956, p. 275-308.

(2) J. LHOSTE et A. ROCHE, *Café, cacao, thé*, 3, n° 2, 1959, p. 76-86.

(3) M. Cachan Directeur du Laboratoire d'Entomologie de l'I.D.E.R.T., Adiopodoumé, Côte-d'Ivoire, nous a procuré le matériel.

(*Laboratoire d'Anatomie et d'Histologie comparées de la Sorbonne.*)

ENTOMOLOGIE. — *L'évolution de l'appareil d'accrochage de la trompe de quelques Lépidoptères.* Note (*) de Mme **Monique Charlanes**, transmise par M. Albert Vandel.

Dans une Note précédente (1), nous avons défini la nomenclature et les fonctions mécaniques de chacune des coaptations qui assurent la réunion des galéas des deux maxilles formant la trompe des Lépidoptères.

Nous avons principalement souligné l'importance de la coaptation postérieure qui joue le plus souvent un rôle essentiel dans l'accrochage des deux organes symétriques et comporte fréquemment des appareils d'une grande complexité mécanique.

L'étude comparative de cette coaptation postérieure (par observations *in toto* et sur coupes histologiques) chez quelques espèces de Lépidoptères, choisies, de préférence, dans des familles différentes, nous a permis de mettre en évidence une série évolutive continue qui montre tous les intermédiaires entre le système d'accrochage le plus simple (Cheimatobie) et les appareils les plus perfectionnés qu'on peut observer chez quelques Sphingides. La figure 1 montre les principales étapes de cette évolution qui s'est faite pour chacun des crochets (interne et externe) dans deux voies différentes et complémentaires :

— le crochet externe, aplati et simple chez la Cheimatobie, subit un raccourcissement et un épaississement accompagné de l'apparition de plus en plus marquée d'un talon qui assure une coaptation plus étroite avec la cavité du côté opposé;

— le crochet interne, en forme d'épine simple, très oblique chez la Cheimatobie, marque une tendance à l'aplatissement et se transforme en une lame, plissée de plus en plus large et très légèrement déportée sur le côté.

Nous reconnaissons donc provisoirement quatre types principaux de coaptation postérieure :

— type I : *Cheimatobie* (pas de talon, coaptation assurée par enchevêtrement des crochets internes en forme d'épine);

— type II : *Vanessa*, *Plebeius argus* (un talon très faiblement marqué, crochet interne aplati, très pointu et très déporté sur le côté);

— type III : *Pieris*, *Plusia*, etc. (talon mieux marqué, épaississement du crochet externe, crochet interne plissé et peu déporté sur le côté);

— type IV : *Herse convolvuli*, *Macroglossa*, *Hyloïcus ligustri* (talon très important, les deux crochets sont soudés en une pièce unique; les dispositifs d'accrochage sont variés mais toujours complexes).

On peut se demander si de tels dispositifs traduisent une évolution des différentes espèces et sont caractéristiques de familles systématiques définies. Or nos observations nous conduisent à penser que ces systèmes

de coaptation sont plutôt des caractères d'adaptation à un mode de nutrition exactement défini. Il semble, en effet, que le perfectionnement du système de coaptation soit étroitement lié à la longueur totale de la trompe. En effet, dans une même famille (chez les Sphingides par exemple) on peut trouver à la fois des systèmes de coaptation simples (exemple : *Sphinx ocellata*) et d'autres très complexes (*Herse convolvuli*, *Macroglossa*, etc.). En outre, on peut remarquer que chez les types précédemment définis, le degré de complexité de la coaptation est sensiblement proportionnel à la longueur de la trompe. En effet, la trompe de la Cheimatobie (type I) est très courte (de l'ordre de 1 mm); les trompes des espèces appartenant aux types II et III ont une longueur variant entre 12 et 14 mm,

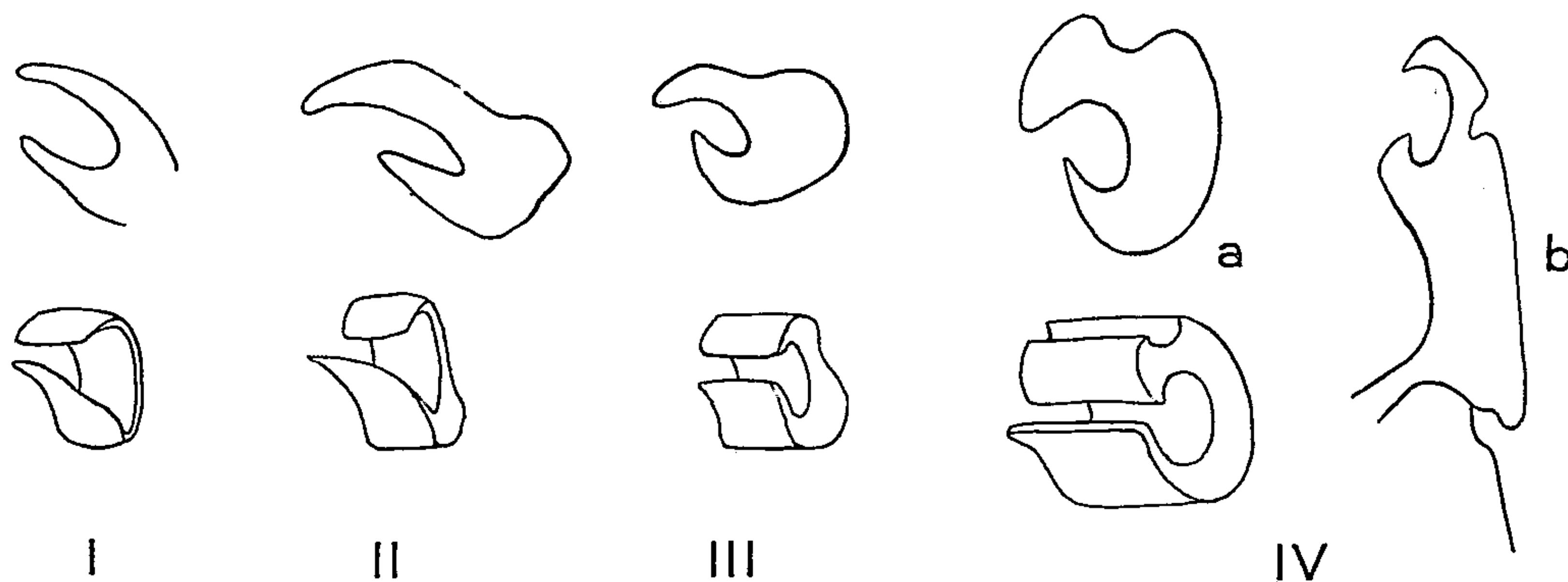


Schéma des crochets maxillaires postérieurs de quelques Lépidoptères vus en coupe (*en haut*) et de face (*en bas*).
I. Cheimatobie; II. Vanesse; III. Noctuelle; IV. *a*. Sphinx du liseron; *b*. *Macroglossa*.

tandis que les trompes des espèces possédant des crochets perfectionnés (type IV) comme *Macroglossa* ou *Herse convolvuli*, mesurent respectivement 25 et 75 mm.

Il est évident que le perfectionnement du système de coaptation n'est pas rigoureusement lié à la seule longueur absolue de la trompe : nous avons pu observer, par exemple, que la sclérification externe des téguments, l'importance relative de la gouttière alimentaire varient également avec l'importance des pièces buccales, et c'est sans doute l'ensemble de tous ces caractères qui, associé à la solidité de la coaptation postérieure, correspond en définitive à une *adaptation mécanique* nécessaire au fonctionnement de l'appareil buccal si perfectionné des Lépidoptères.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(1) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1345.

(*Laboratoire d'Entomologie, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

CYTOLOGIE. — *Le glycogène des tubes de Malpighi de* Gryllus domesticus (*Orthoptère Gryllidæ*). Note (*) de M. **André Berkaloff**, présentée par M. Pierre P. Grassé.

Le glycogène des tubes de Malpighi de *Gryllus domesticus* est essentiellement sous forme particulaire ; il participe à la formation des mucoprotéines dans les mucocytes. Ceux-ci possèdent les ultrastructures classiques des cellules excrétrices banales dont ils sont une forme particulière.

Le glycogène est toujours présent dans les tubes de Malpighi des Orthoptères mais de façon irrégulière comme l'a montré R. Martoja ([1]).

Cependant chez *Gryllus domesticus*, ce glycogène, tout en ayant une concentration variable dans les cellules, a une répartition relativement constante. Il existe un gradient qui mène des cellules de la portion distale du tube qui en sont pratiquement dépourvues aux cellules du tube collecteur qui en possèdent souvent en passant par un maximum au niveau de la base des tubes.

L'examen au microscope électronique de ce glycogène montre que celui-ci est sous forme particulaire (*fig.* 1 et 2) et qu'il correspond très sensiblement à celui décrit dans des organes différents par Bondareff ([2]), Luft ([3]), Carasso ([4]).

Du point de vue histochimique le contrôle est possible lorsque les particules sont groupées en amas de taille appréciable comme ceux illustrés par les figures 1 et 2; il a été effectué selon la technique de Hotchkiss-Mac Manus et à l'aide du carmin de Best complété par les tests classiques à l'amylase.

Comme dans la plupart des cas de glycogène particulaire nous ne savons pas encore si les grains représentent le glycogène lui-même ou la protéine auquel il est lié, en effet il s'agit là très probablement de glycogène lié, de desmoglycogène tel que l'a défini Wilstaetter ([5]), son assez grande stabilité lors des fixations semble d'ailleurs le confirmer.

L'origine de ce glycogène est difficile à élucider. Martoja ([1]) a déjà signalé que les mitochondries ne semblent pas en cause dans sa synthèse et envisage une origine nucléaire sans pouvoir conclure quoique cela semble vraisemblable. N. Carasso ([4]) a montré l'origine ergastoplasmique du glycogène particulaire des cellules visuelles des Batraciens. Dans les tubes de Malpighi du grillon on ne trouve pas trace de lames ergastoplasmiques au contact des particules de glycogène (*fig.* 3 et 4); par conséquent celui-ci, tout au moins sous sa forme particulaire, n'est pas lié à l'ergastoplasme et apparaît dans le cytoplasme. Néanmoins il faut signaler que les cellules à glycogène sont plus basophiles que les cellules qui en sont dépourvues et, à l'examen au microscope électronique, montrent un ergastoplasme rudimentaire mais net.

On peut noter par ailleurs un phénomène curieux dans certaines cellules : il arrive, en effet souvent, notamment dans les cellules du tube collecteur, que lorsque la quantité de glycogène devient assez grande la plupart des mitochondries dégénèrent simultanément; la figure 7 en est un bel exemple et nous montre, entre deux cellules normales, une cellule chargée en glycogène où la presque totalité des mitochondries a disparu laissant la place à des globules incolores.

Nous n'avons pu établir clairement le rôle de ce glycogène dans le métabolisme des cellules excrétrices banales, mais l'examen au microscope électronique des mucocytes montre qu'il doit intervenir dans la synthèse des mucoprotéines. En effet, ces mucocytes possèdent un cytoplasme très particulier, rempli de systèmes lamellaires enserrant les boules de mucus; le glycogène est dispersé entre les lames, sa densité étant maximale dans les zones où il y a le moins de mucus (*fig.* 5). Il semble donc que le glycogène se transforme progressivement en mucoprotéines par l'intermédiaire du système de lames.

Les mucocytes ne sont d'ailleurs, comme le montrent les figures 5 et 6, que des cellules normales ayant suivi une évolution particulière, en effet la figure 5 montre qu'ils possèdent des cytomembranes périphériques analogues à celles des cellules banales, la figure 6 montre que la bordure en brosse d'une cellule banale et celle d'un mucocyte sont pratiquement identiques, seuls manquent les urosphérites et les globules caractéristiques des cellules excrétrices fonctionnelles du tube. Il s'agit donc très vraisemblablement de cellules banales dont le métabolisme a été dévié.

EXPLICATION DES PLANCHES.

Planche I.

Fig. 1. — Amas de glycogène particulaire *g* dans une cellule banale. De nombreuses mitochondries *mi* et globules *gp* sont visibles. L'ergastoplasme *er* est relativement abondant mais sans rapport avec le glycogène. On remarque en *ci* la cloison intercellulaire. (G × 20 000 environ.)

Planche II.

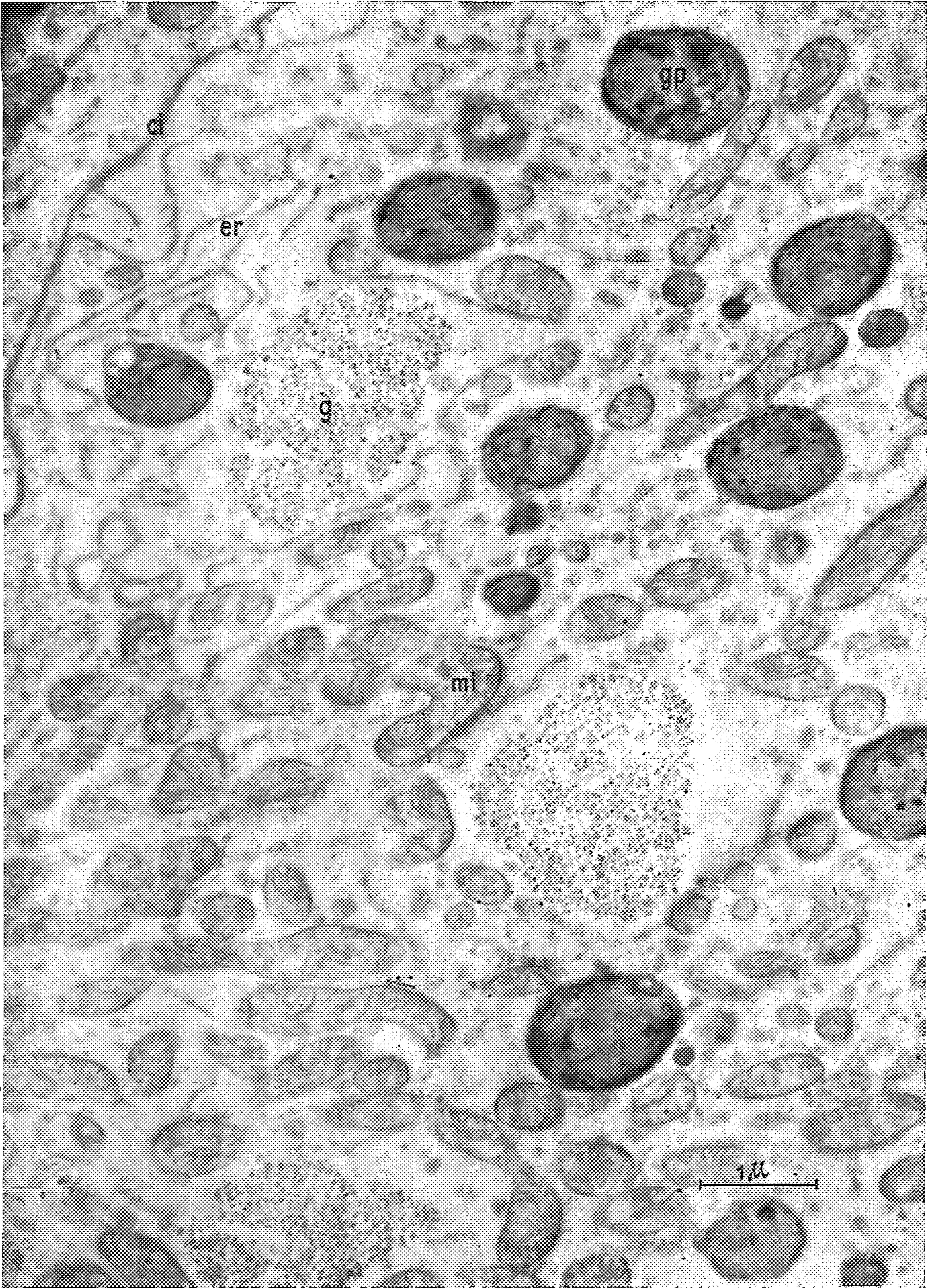
Fig. 2. — Amas de glycogène plus grossi montrant les particules de glycogène. On distingue comme dans la figure 1 ergastoplasme *er* et mitochondries *mi*. (G × 30 000 environ.)

Fig. 3 et 4. — Deux stades successifs de la formation des grains de glycogène dans le cytoplasme. On notera l'absence de structures classiques au voisinage des particules. (G × 55 000 environ.)

Planche III.

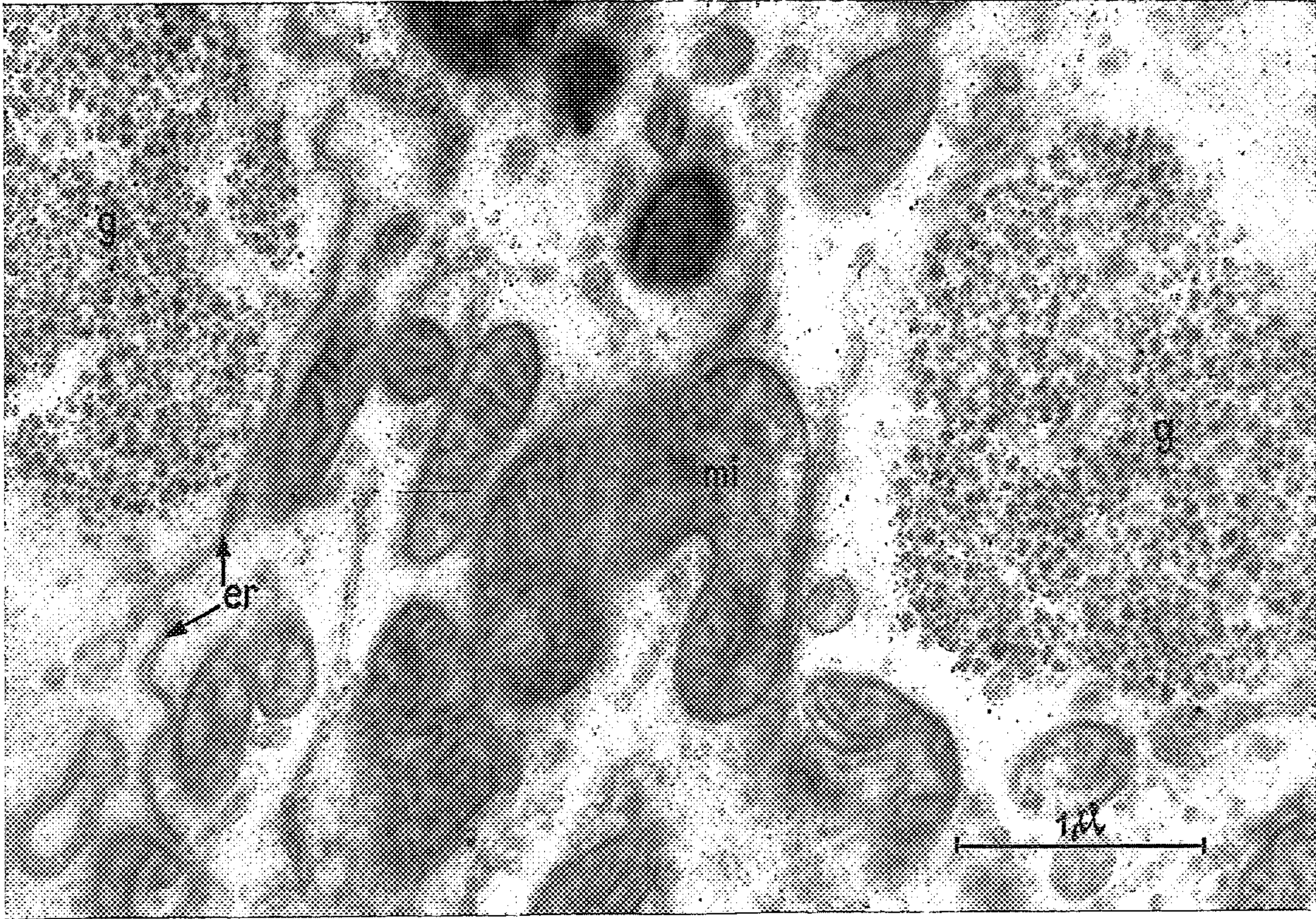
Fig. 5. — Un mucocyte *MC* entre deux cellules banales *CB*. Le mucocyte montre comme le ferait une cellule banale des cytomembranes périphériques *cm* sous la basale *ba*. Les compartiments ainsi délimités sont remplis de glycogène. Le reste du cytoplasme cellulaire est envahi par de très nombreuses lames entre lesquelles on trouve les amas de mucoprotéines *mp* et, en de nombreux points, du glycogène *g*. Les mitochondries sont nettement plus grosses dans les cellules banales que dans le mucocyte. (G × 20 000 environ.)

PLANCHE I.

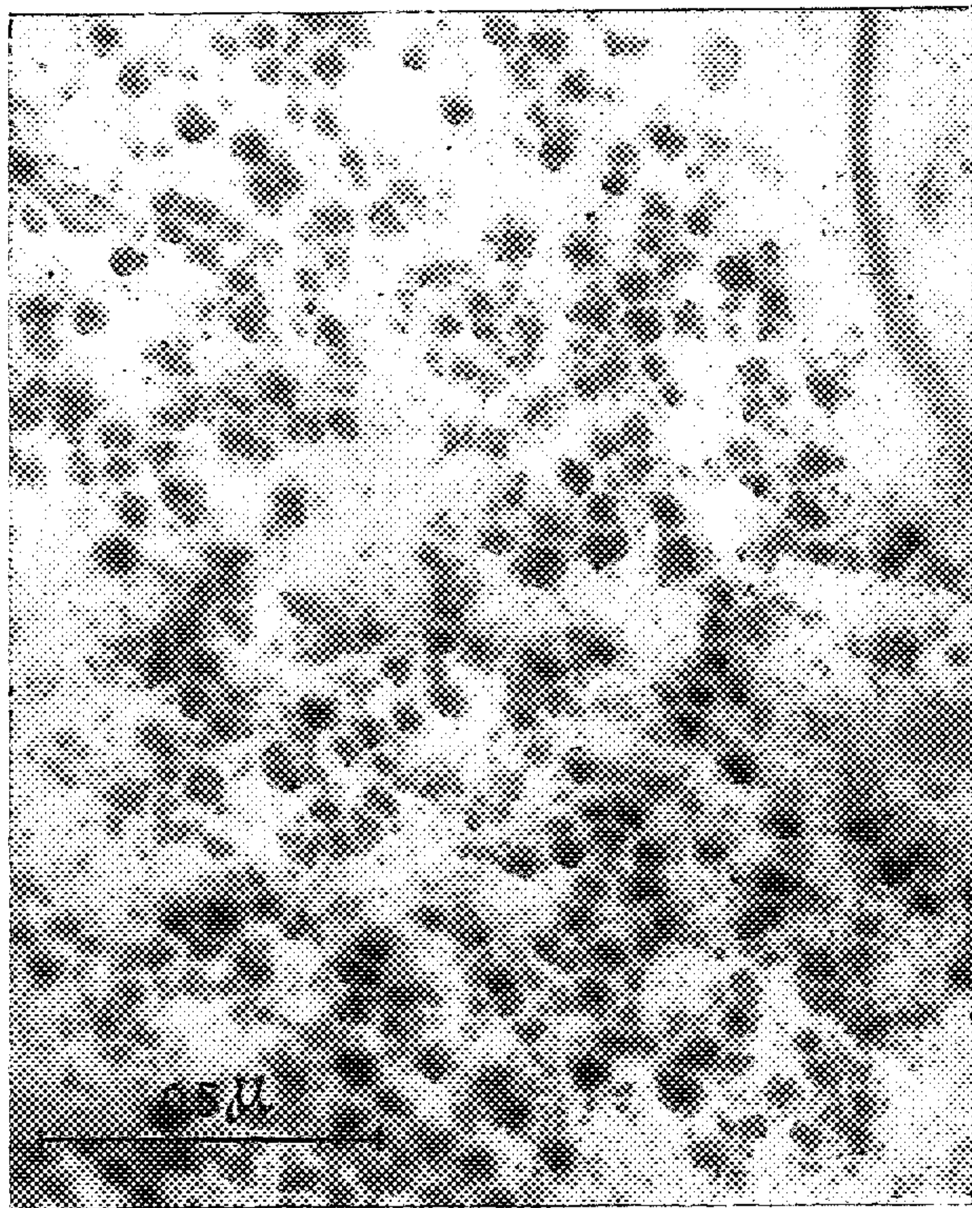


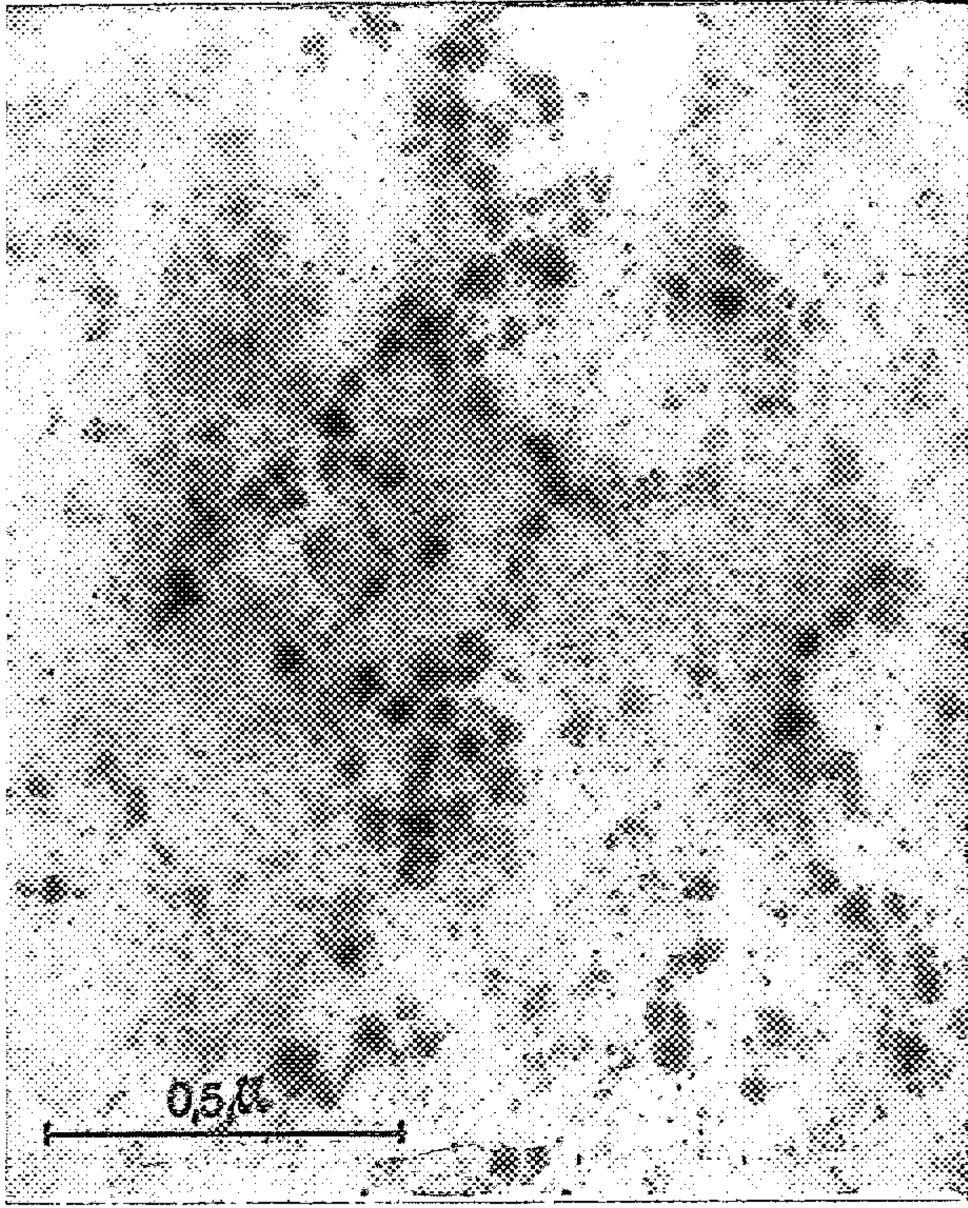
1

PLANCHE II.



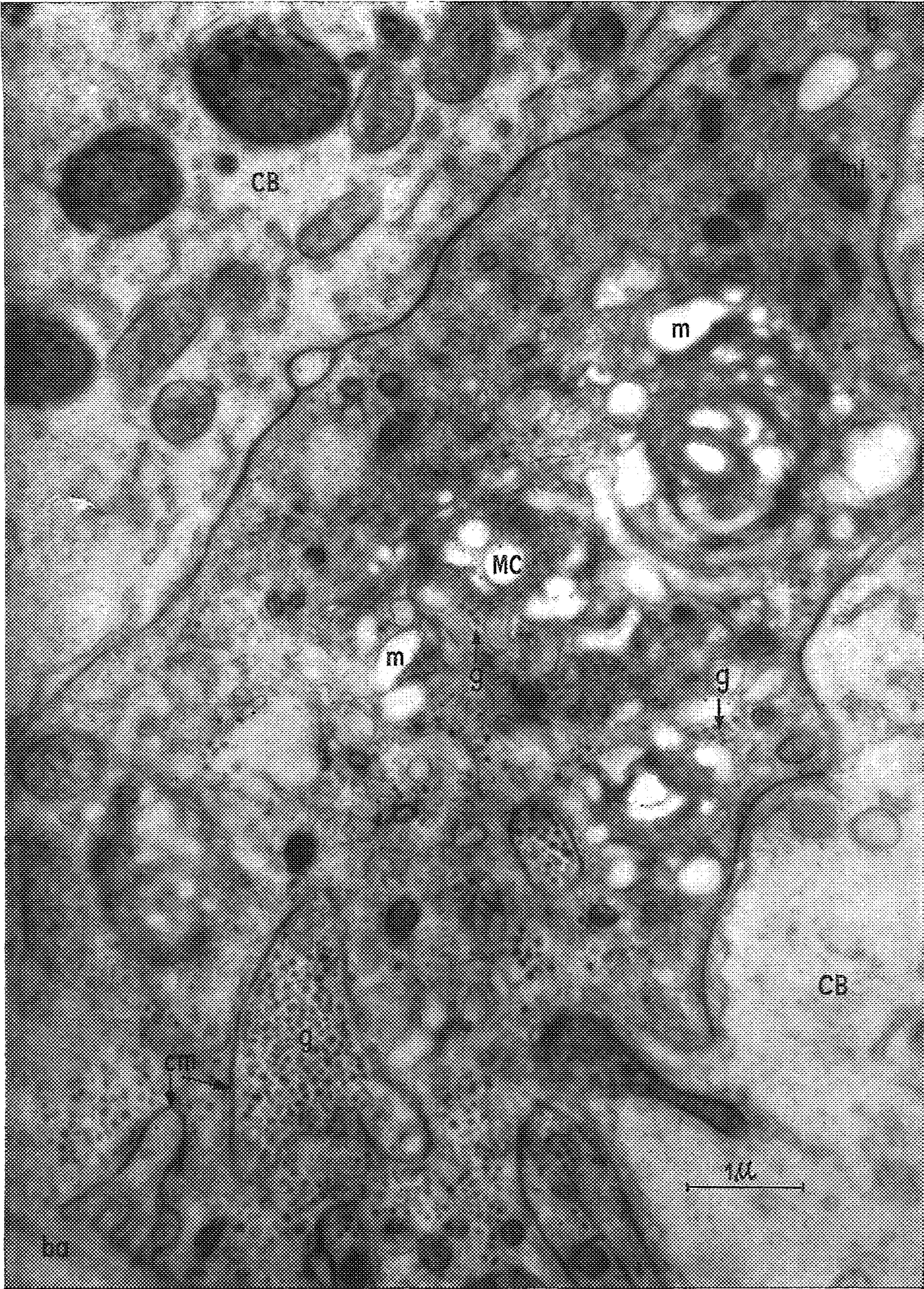
2





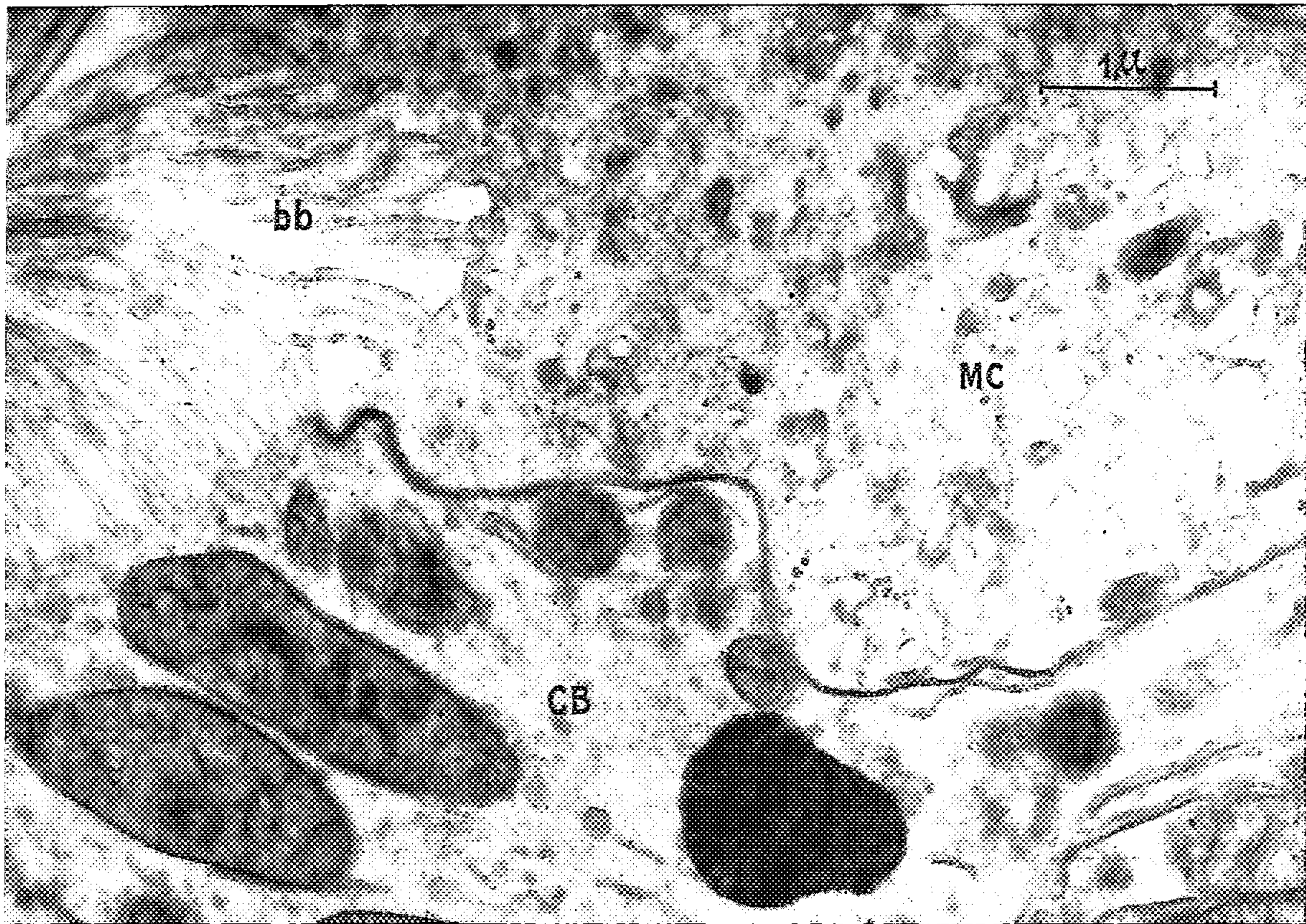
3

4

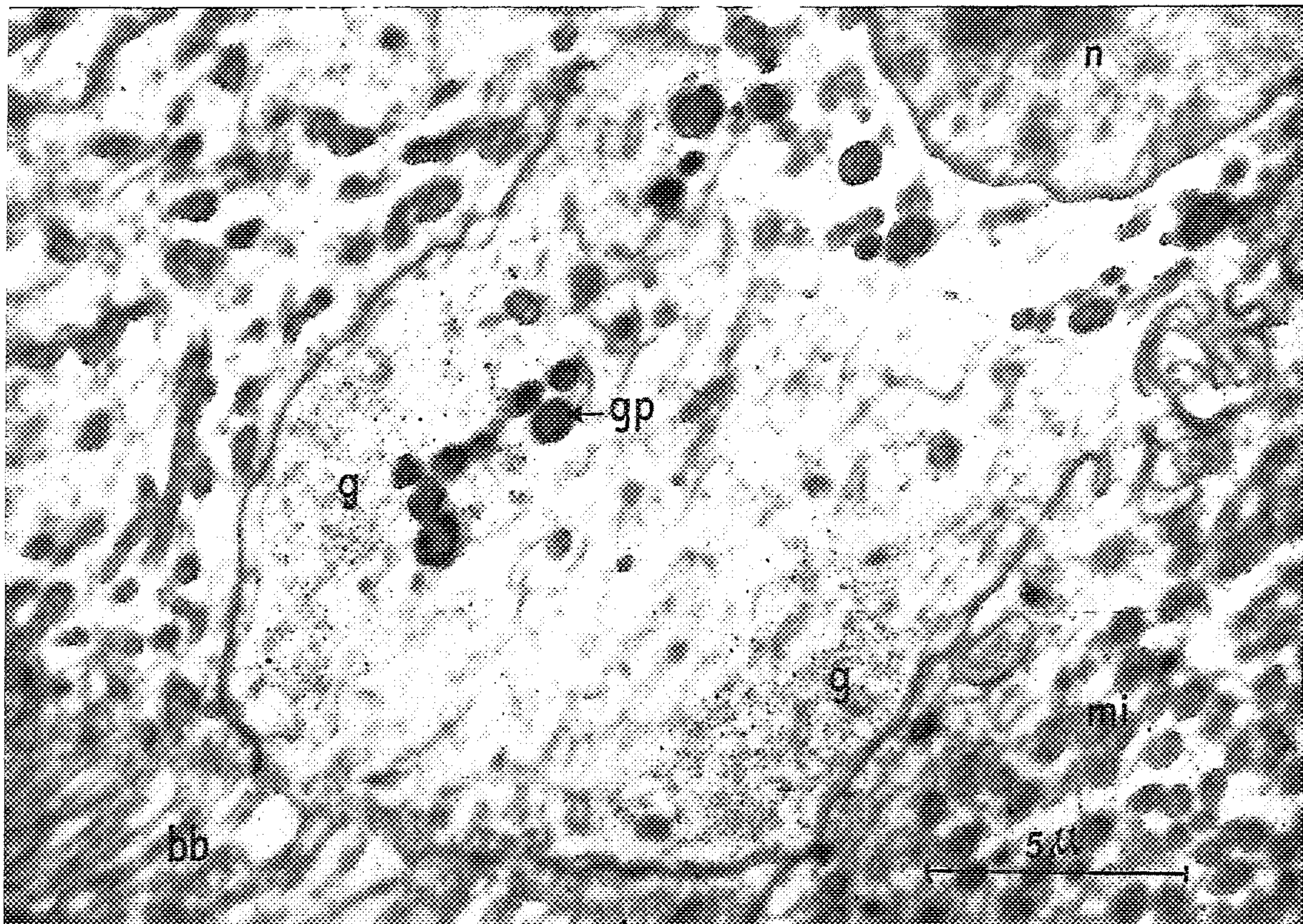


5

PLANCHE IV.



6



7

PLANCHE IV.

Fig. 6. — Bordure en brosse et portion apicale d'un mucocyte *MC* et d'une cellule banale *CB*. Les mitochondries sont plus grosses dans les cellules banales mais par contre la bordure en brosse *bb* est pratiquement identique dans les deux cellules. (G × 20 000 environ.)

Fig. 7. — Cellule du canal collecteur chargée en glycogène particulaire *gp*. Les deux cellules voisines sont riches en mitochondries alors que dans la cellule chargée en glycogène elles sont rares et remplacées par des globules *gp*. (G × 6 000 environ.)

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) R. MARTOJA, *Acta Histochemica*, 6, 1959, p. 185-217.
(2) W. BONDAREFF, *Anat. Rec.*, 129, n° 1, 1957, p. 97-113.
(3) J. H. LUFT, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 2, n° 6, 1956, p. 799-801.
(4) N. CARASSO, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 600.
(5) WILLSTAETTER et ROHDEWALD, *Z. Physiol. Chem.*, 247, 1937, p. 115.

(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie,
105, boulevard Raspail, Paris;
Laboratoire de Synthèse atomique
et d'Optique protonique du C. N. R. S., Ivry;
Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur les résultats d'expériences de radio-destructions transversales pratiquées chez l'embryon de Poulet.* Note de Mme **Nicole Le Douarin**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez les embryons de Poulet ayant subi aux stades jeunes des radiodestructions transversales, les régions respectées par l'intervention se raccordent toujours. quelle que soit l'étendue du territoire détruit. Les lésions de l'appareil digestif ainsi obtenues permettent de localiser les ébauches de ses différentes parties aux stades considérés.

La méthode des irradiations localisées aux rayons X, mise au point par P. Ancel et Ét. Wolff [1], a permis à Ét. Wolff de produire expérimentalement chez l'embryon de Poulet de nombreuses malformations telles que l'hémisomie et la symélie par exemple, et de localiser les territoires présomptifs des membres aux stades jeunes [2].

Nous nous sommes proposés de détruire par cette méthode des territoires embryonnaires de plus en plus étendus et d'étudier les répercussions de ces suppressions sur la morphologie externe des embryons, et sur l'organogenèse viscérale, notamment en ce qui concerne l'appareil digestif.

Les embryons utilisés présentaient, selon les séries expérimentales, 9 à 25 somites. L'irradiation a été pratiquée en arrière d'un somite déterminé. Pour obtenir des survies dépassant 7 jours, la région toute postérieure de l'embryon, où se formera l'allantoïde, a été protégée. Les conditions expérimentales ont été les suivantes : temps d'exposition aux rayons X de 3 mn, sous une tension de 15 kV et à une intensité de 21 mA; tube Machlett A. E. G. 50-T avec anticathode de tungstène de 5 mm^2 et fenêtre de beryllium de 1 mm d'épaisseur. Localiseur de 7 cm de longueur et 3 mm de diamètre intérieur; distance entre l'anticathode et l'embryon : 13 cm.

La survie des embryons est conditionnée en grande partie par l'établissement de la circulation. Celle-ci se réalise avec d'autant plus de difficulté que la radiosection transversale est plus étendue. En conséquence, le pourcentage de survies diminue considérablement lorsque la zone irradiée augmente, comme le montre le tableau ci-après.

Seuls les embryons ayant atteint au moins 7 jours d'incubation ont été retenus pour l'étude anatomique.

Explication des figures.

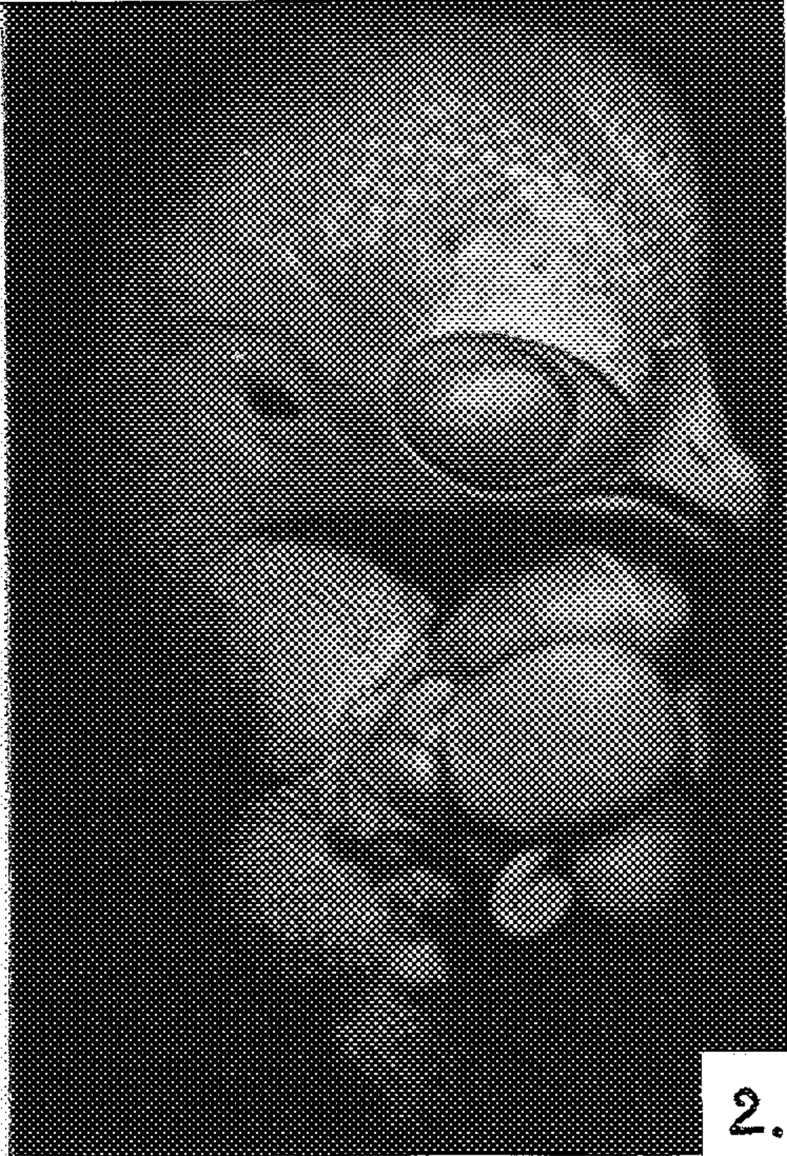
Fig. 1. — Embryon normal au stade 35 de Hamburger et Hamilton.

Fig. 2. — Embryon irradié en arrière du 15e somite. Cœlosomie.

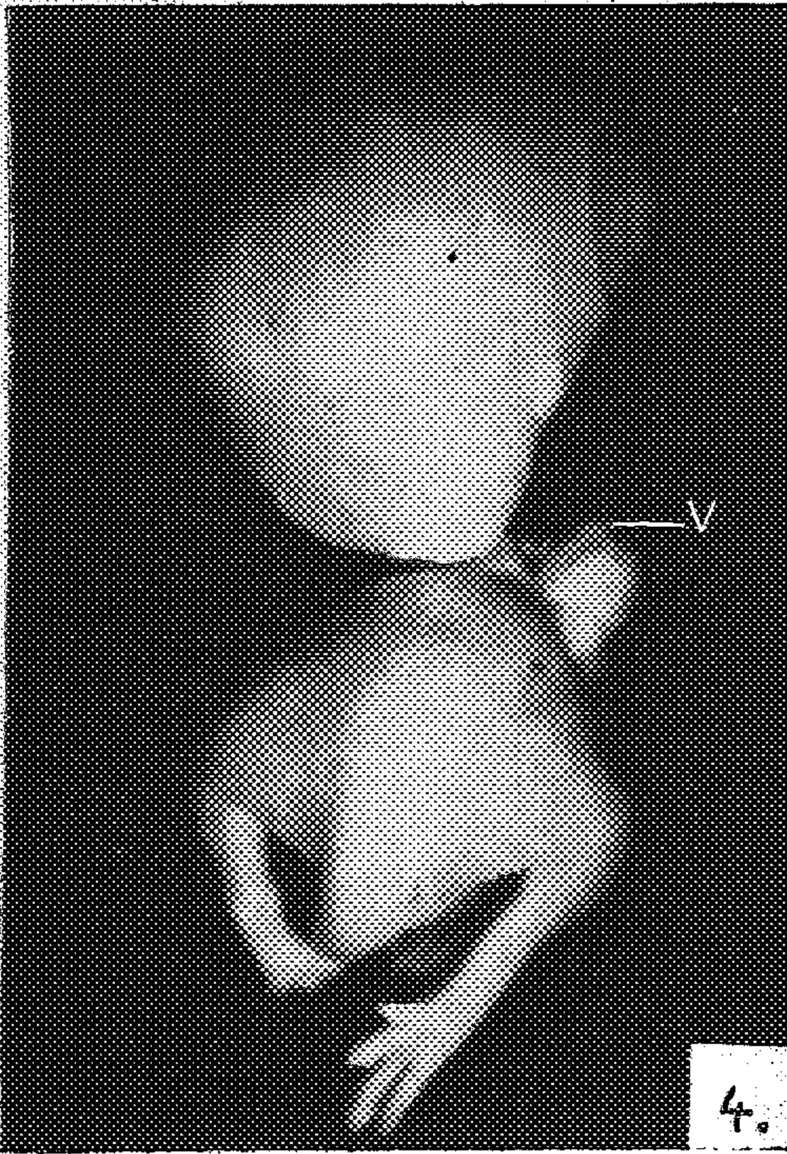
Fig. 3. — Embryon irradié en arrière du 6e somite. Organes logés dans une poche à la base du cou.

Fig. 4. — Embryon irradié en arrière du 2e somite. Vue dorsale. Cœlosomie; la pointe ventriculaire V est dirigée vers le haut.


1.


2.


3.


V
4.

A. Morphologie externe. — La région située en avant de la zone irradiée et l'extrémité postérieure protégée se raccordent toujours au cours du développement. Ainsi se constitue un embryon en deux parties réunies par un court pédicule qui ne possède généralement pas de germes plumaires.

La morphologie de tels embryons varie en fonction du niveau antérieur de l'irradiation :

— chez les embryons irradiés en arrière du 23e somite, le tronc est sectionné en avant des membres postérieurs;

— chez les embryons irradiés en arrière du 15e somite, le tronc et les membres sont absents, le cou est de taille normale; la coelosomie est fréquente (*fig.* 2);

— les irradiations pratiquées en arrière des 6e, 4e ou 2e somites déterminent une section située au niveau du cou.

Irradiation en arrière du :	Nombre de somites.	Nombre de cas.	Survie ≧ 7 jours.
23e somite..........	23 à 25	6	6
15e »	19 à 25	44	11
6e »	10 à 18	30	7
4e »	10 à 18	34	9
2e »	9 à 15	112	19

Il faut noter que, pour ces irradiations, l'extrémité terminale a été plus ou moins largement protégée selon les expériences, si bien que la partie postérieure de l'embryon présente des pattes ou n'en présente pas. Dans tous les cas, les ailes sont absentes.

Lorsque l'irradiation est pratiquée en arrière du 6e ou du 4e somite, les organes se logent généralement dans une proche à paroi mince faisant hernie à la base du cou (*fig.* 3).

Les embryons irradiés en arrière du 2e somite n'ont pratiquement pas de cou. La coelosomie est fréquente (10 cas sur 19). Dans ces conditions, la pointe ventriculaire est dirigée crânialement par suite de la soudure du péricarde ventral à la peau, entraînant un mouvement de bascule du cœur autour d'un axe transversal (*fig.* 4).

B. Constitution interne. — Les répercussions de ces irradiations transversales ont été étudiées, en particulier en ce qui concerne l'appareil digestif et le cœur.

1° *L'appareil digestif.* — Le segment du tube digestif atteint par l'irradiation varie avec le niveau de l'intervention, ce qui permet de localiser les ébauches aux stades considérés :

— en avant du 2e somite : œsophage;

— entre le 2e et le 4e somites : ventricule succenturié et partie antérieure du gésier;

— entre le 4e et le 6e somites : partie moyenne du gésier;

— entre le 6e et le 15e somites : partie terminale du gésier et anse duodénale;

— entre le 15e et le 23e somites : grande anse intestinale;

— en arrière du 23e somite : rectum et cæcums.

— Le foie n'a jamais été complètement détruit, donc son territoire présomptif déborde, en avant, le 2e somite. Sa limite postérieure se situe entre le 6e et le 15e somites.

2° *Le cœur.* — Le cœur n'a jamais été irradié dans les expériences décrites. Cependant, les embryons ayant subi une irradiation en arrière du 2e somite présentent dans la quasi-totalité des cas un cœur anormal. Le bulbe artériel n'effectue pas la rotation qui l'amène normalement sur la ligne médioventrale, mais reste à droite de l'atrium.

Conclusion. — Les embryons ayant subi, au début de leur développement, la radiodestruction d'une région étendue, peuvent poursuivre leur évolution si les circulations extra-embryonnaire, puis allantoïdienne, peuvent s'établir. Les parties de l'embryon respectées par l'intervention se raccordent toujours et tendent à évoluer selon la morphogénèse normale. Par ailleurs, on voit qu'aux stades expérimentés, les ébauches digestives correspondant à certains organes abdominaux (estomac et anse duodénale) sont situées au niveau de somites très antérieurs participant à l'édification du cou.

(1) P. Ancel et Ét. Wolff, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1071.
(2) Ét. Wolff, *Arch. Anat. Hist. Embryol.*, 22, 1936, p. 1-382.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Bipotentialité de comportement mâle et femelle chez un Insecte,* Ceratitis capitata *Wied.* (*Dipt. Trypetidæ*). Note (*) de M. **Michel Féron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La bipotentialité de comportement mâle et femelle est bien connue chez les Vertébrés, où son étude sous l'action des hormones sexuelles a déjà fait l'objet de très nombreux travaux. Les expériences les plus précises ont été effectuées chez les Oiseaux, montrant, d'après J. Benoit ([1]), que « chaque individu possède le double jeu de mécanismes nerveux mâles et femelles des actes de comportement correspondants », les comportements mâles ou femelles étant exhibés selon la nature de l'hormone injectée; le même auteur cite différents exemples de « bisexualité alternative » où des femelles peuvent présenter, au cours des séquences normales de la parade, un comportement mâle.

Chez les Insectes, il est généralement admis que le sexe est sous la dépendance étroite des facteurs génétiques. Les glandes reproductrices ne jouent pas le même rôle que chez les Vertébrés; les castrations ne changent pas le comportement sexuel; le déterminisme du comportement sexuel doit être cherché dans le cerveau, comme le montrent les observations d'Insectes « mosaïques » où il suffit de la présence, sur un corps de femelle, d'une tête de mâle pour que la manifestation soit celle d'un mâle et réciproquement [observations de Whiting ([2]) ou de Grosch ([3]) sur *Habrobracon*, par exemple]. Mais nous n'avons pas trouvé, dans les travaux que nous avons pu consulter, d'exemple bien démonstratif d'une bipotentialité de comportement mâle et femelle. Toutefois, Crane ([4]) signale que, chez des Lépidoptères Heliconiidæ, la femelle âgée montre une activité de chasse tout à fait comparable à celle du mâle, et cet auteur suggère une analogie avec les phénomènes hormonaux présentés par les Vertébrés.

Chez *Ceratitis capitata*, la parade sexuelle est caractérisée par une série d'attitudes du mâle que nous pouvons décrire brièvement comme suit :

— Attente du mâle en état I; le mâle est dressé sur ses pattes, l'abdomen relevé vers le haut et portant à son extrémité une ampoule anale émettrice d'une odeur particulière dont nous avons montré le pouvoir attractif pour la femelle ([5]).

— Arrivée de la femelle. État II du mâle. Le mâle fait face à la femelle, abaisse l'ampoule anale, et déclenche une vibration rapide des ailes maintenues latéralement.

— Approche de la femelle. État III du mâle, et assaut. Les ailes du mâle vibrent toujours avec en plus d'amples mouvements vers l'avant et des rotations de la tête. Suit alors l'assaut par-dessus la tête de la femelle,

avec retournement sur le thorax, préhension des parties génitales et accouplement.

Nous avons étudié l'action sur la femelle de *C. capitata* de substances et produits chimiques signalés récemment comme particulièrement attractifs pour les mâles : l'essence de graine ou de racine d'angélique, signalée par Steiner [5] et certains esters de l'acide 6-méthyl 3-cyclohexane 1-carboxylique découverts par Gertler [6].

Nous avons constaté, d'une part que ces produits exercent un certain pouvoir attractif sur les femelles, à condition qu'elles soient en état de maturité sexuelle et vierges; d'autre part, que ces mêmes femelles, sous l'action de vapeur de ces produits, présentent des réactions très étroitement comparables aux états du mâle sexuellement excité.

— État I de la femelle, dressée sur ses pattes, l'extrémité de l'abdomen relevée vers le haut « en pointe de sabot », les ailes écartées et tordues en hélice.

— État II de la femelle, en présence d'une autre mouche, caractérisé par une vibration d'ailes comparable à celle du mâle.

— État III de la femelle à proximité immédiate d'une autre mouche, caractérisé par de grandes impulsions des ailes vibrantes et des rotations de tête. L'assaut de femelle sur femelle se produit souvent dans ces conditions.

Nous avons, par la suite, constaté ces mêmes réactions, toujours sur des femelles mûres et vierges, en utilisant des déclencheurs particulièrement puissants tels le rayonnement solaire, certains signaux optiques, et naturellement le signal chimique émis par le mâle en rut. Dans le cas de femelles à motivation sexuelle très forte, en présence de mâles sexuellement inactifs, nous avons même pu assister à des assauts de femelles sur le dos de mâles comme pour un accouplement.

Le comportement de mâles entre eux nous montre par ailleurs que les essais de copulation sont très fréquents, et qu'il y a généralement au préalable attitude dominante d'un des mâles en rut, et attitude « soumise » de l'autre, assez comparable à celle d'une femelle réceptive devant le mâle.

En conclusion, nous avons mis en évidence de façon très précise la potentialité de comportement mâle chez la femelle de *C. capitata*, à condition qu'elle présente une forte motivation sexuelle, et sous l'action de signaux-déclencheurs puissants. Un comportement femelle chez le mâle peut être également perçu bien que le phénomène soit nécessairement moins net.

Nous pouvons donc dire que chez *C. capitata*, comme chez les Vertébrés, chaque individu possède une bipotentialité de comportement mâle et femelle. Il serait surprenant qu'un phénomène de cet ordre, vrai pour un insecte, ne le soit pas pour l'ensemble de la Classe, où il serait seulement particulièrement difficile à mettre en évidence, et très souvent masqué par

les modalités très diversifiées et complexes de la reproduction chez les Insectes.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. BENOIT, *Colloque sur l'Instinct*, 1954, Masson, Paris, 1956.

(2) F. W. WHITING, *J. comp. Psych.*, 1932, p. 345-363.

(3) D. S. GROSCH, *J. comp. Physiol. Psychol.*, 41, 1948, p. 188-195.

(4) J. CRANE, *Zoologica*, 42, 1957, p. 135-145.

(5) M. FÉRON, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2403.

(6) L. F. STEINER et coll., *J. econ. Ent.*, 50, 1957, p. 505.

(7) S. L. GERTLER et coll., *J. Agric. Food. Chem.*, 6, 1958, p. 592-594.

(*Institut National de la Recherche agronomique,*
Station Zoologie agricole,
Centre de Recherche agronomique du Sud-Est, Montfavet, Vaucluse.)

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence d'un anabolisant, la méthandrosténolone sur le système hypophyso-génital du Rat.* Note de

M. **Herbert Tuchmann-Duplessis** et Mme **Lucette Mercier-Parot**,

présentée par M. Robert Courrier.

La méthandrosténolone, stéroïde anabolisant, inhibe environ 30 à 40 fois moins l'activité gonadotrope de l'hypophyse du castrat que la 17 α-méthylestostérone. Son pouvoir androgène, paraît environ 40 à 50 fois inférieur à celui de ce dernier stéroïde.

Depuis les observations de Kochakian (1), (2) on sait que les hormones androgènes exercent une influence favorable sur le métabolisme des protéines. Toutefois, les possibilités thérapeutiques se sont trouvées jusqu'à maintenant limitées en raison de leurs répercussions sur le système hypophyso-génital.

Parmi les corps récemment décrits, un des plus intéressants paraît être la 17 α-méthyl, 17 β-hydroxyandrosta-1.4 diène-3 one ou méthandrosténolone synthétisé par Vischer et coll. (3).

Desaulles et coll. (4) ont montré que ce stéroïde stimule la croissance du rat intact ou castré et détermine une nette rétention azotée.

Nous examinerons ici son influence sur l'hypophyse et sur la sphère génitale du Rat.

Les expériences ont été faites sur des rats castrés impubères et adultes et sur des femelles adultes dont le cycle œstral avait été préalablement vérifié.

L'action de la méthandrosténolone a été comparée à celle de la 17 α-méthyltestostérone pris comme androgène de référence.

La durée du traitement a été pour les mâles de 15 jours et pour les femelles de 20 jours. Les premiers ont reçu par jour, 15 mg de méthandrosténolone par kilogramme d'animal, soit par voie orale, soit par voie sous-cutanée. Pour les femelles les doses quotidiennes ont été de 5 mg/kg. La 17 α-méthyltestostérone a été administrée dans des conditions identiques, voie orale ou sous-cutanée, à des doses variant de 0,5 à 5 mg/kg.

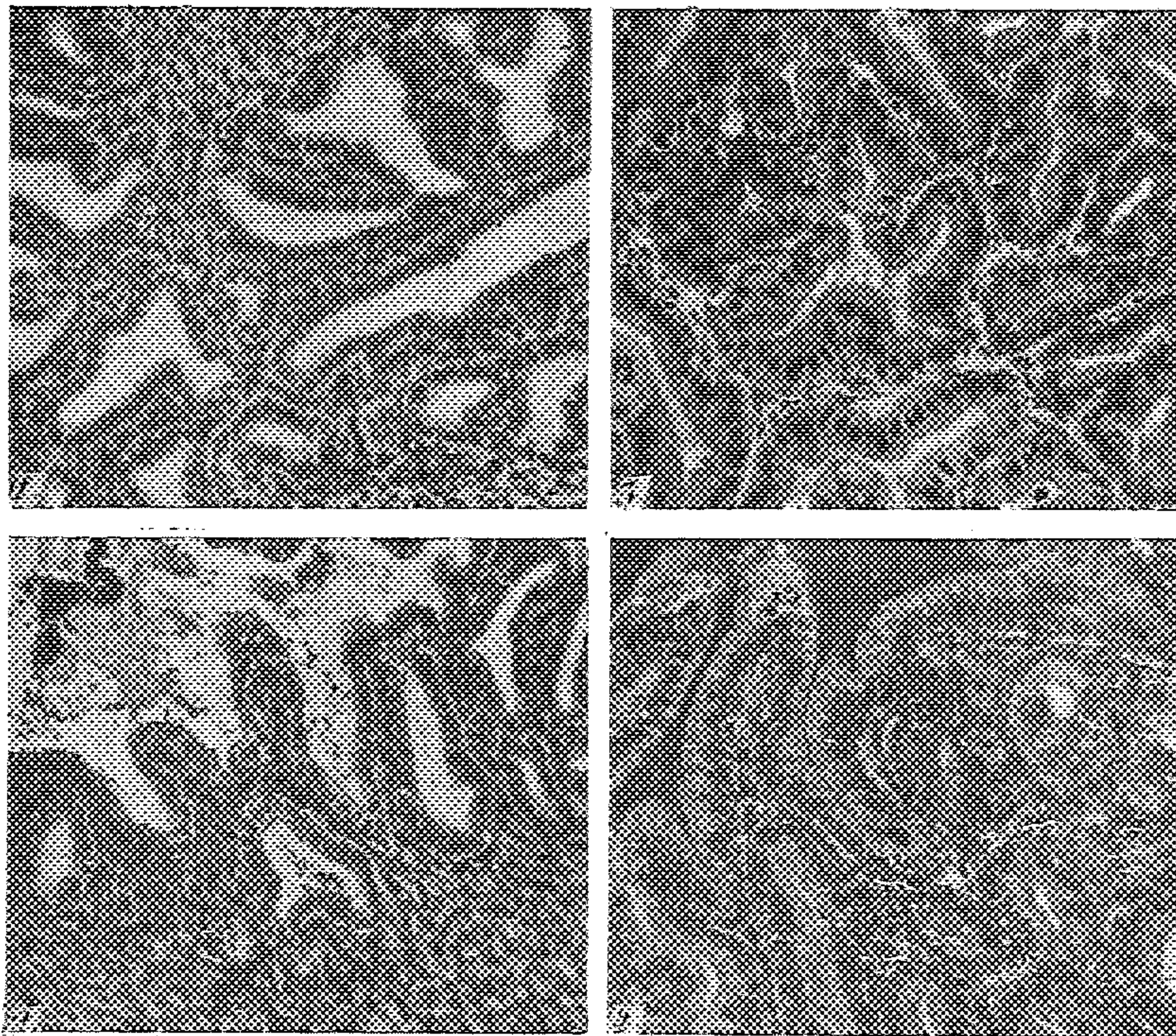
Les préparations histologiques ont été faites selon les méthodes courantes, exception faite pour l'hypophyse qui a été colorée selon une méthode décrite par l'un de nous (5).

La méthandrosténolone n'exerce qu'une action très dicrète sur l'activité gonadotrope de l'hypophyse. Le lobe glandulaire présente une réaction basophile intense; les cellules situées au centre de la glande sont en majorité des basophiles de grande taille. Elles sont pourvues de vacuoles plus ou moins larges, et un certain nombre d'entre elles revêt l'aspect de la « cellule de castration » typique.

Comparée à l'hypophyse des castrats non traités, ces glandes présentent

une légère réduction de la taille et du nombre des basophiles fortement granulées. Toutefois le pourcentage des cellules de castration est pratiquement identique dans les deux cas.

Ces constatations indiquent que la m thandrosténolone n'exerce qu'une très faible inhibition sur l'activité gonadotrope de l'hypophyse. De plus, lorsqu'on compare l'hypophyse des rats traités par la méthandrosténolone



Vésicules séminales : 1, castrat; 2, traité par la méthandrosténolone (15 mg/kg); 3, traité par la 17 α-méthyltestostérone (0,5 mg/kg); 4, traité par la 17 α-méthyltestostérone (1,5 mg/kg).

à celle des animaux ayant reçu des doses 10 fois moins fortes de 17 α-méthyltestostérone, on constate chez ces derniers que le lobe glandulaire présente une réduction beaucoup plus importante des basophiles, y compris des « cellules de castration ».

A juger par l'image cytologique de l'hypophyse le pouvoir antigonadotrope de la méthandrosténolone peut donc être évalué comme étant 30 à 40 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone.

La différence entre ces deux stéroïdes s'avère encore plus nette lorsqu'on examine les réactions qu'ils déterminent au niveau de la vésicule séminale et de la prostate.

Après traitement par la méthandrosténolone, l'épithélium glandulaire de la vésicule séminale reste dans la majorité des cas cubique et l'activité sécrétrice de la cellule est faiblement stimulée. Il en est de même pour la prostate dont l'épithélium est aplati et le contenu de sécrétion peu abondant.

La méthandrosténolone ne détermine qu'une réparation partielle de l'atrophie des récepteurs sexuels. Avec des doses de 1,5 mg de 17 α-méthyl-testostérone administrées dans les mêmes conditions on constate une réparation complète de l'épithélium glandulaire de la vésicule séminale (*fig.*).

Aussi en prenant pour critère de l'activité androgène, l'aspect histologique de la vésicule séminale des animaux traités par ces deux stéroïdes, le pouvoir androgène de la méthandrosténolone peut être évaluée comme étant de 40 à 50 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone.

Les répercussions de la méthandrosténolone sur la sphère génitale femelle s'avèrent également discrètes. Le cycle œstral est seulement perturbé chez 20 % des animaux et cela d'une façon légère. Les kératinisations vaginales sont espacées de 6 à 7 jours.

L'épithélium vaginal est normal dans la majorité des cas. Chez les rattes à œstrus espacés on note une tendance à la mucification.

Le poids de l'ovaire est parfois diminué mais sa structure est peu modifiée, exception faite d'une involution prématurée des corps jaunes.

Au niveau de l'utérus on note généralement un épaississement du chorion.

La glande mammaire présente des signes d'une légère stimulation se traduisant par le développement des acini et la dilatation des canaux galactophores. Ces derniers sont pourvus d'une sécrétion à réaction éosinophile mais ne contiennent pas de colostrum.

Les réactions de l'appareil génital femelle peuvent être interprétées comme témoignant d'une légère activité progestative de la méthandrosténolone.

L'analyse des réactions hypophyso-génitales montre que la méthandrosténolone, stéroïde dont l'action anabolique est, selon Desaulles et coll., deux fois plus importante que celle de la 17 α-méthyltestostérone n'a qu'une faible influence sur la sphère génitale. Elle inhibe légèrement l'activité gonadotrope de l'hypophyse, son pouvoir androgène paraît environ 40 à 50 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone. Elle possède par ailleurs une faible activité progestative.

(1) C. P. KOCHAKIAN, *Vitam. and Horm.*, 4, 1946, p. 225.
(2) D. KOCHAKIAN et B. R. ENDAHL, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 100, 1959, p. 520.
(3) E. VISCHER, CH. MEYSTRE et A. WETTSTEIN, *Helv. Chim. Acta*, 38, 1955, p. 1502.
(4) P. A. DESAULLES, CH. KRAKENBUHL, W. SCHULER et H. J. BEIN, 89, 1959, p. 1313.
(5) H. TUCHMANN-DUPLESSIS, *Bull. Hist. Appl.*, 9, 1947, p. 80.

(*Laboratoire d'Embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Effet des corticotrophines antéhypophysaire et posthypophysaire du Rat sur la sécrétion* in vitro *de la corticostérone et de l'aldostérone.* Note de Mme **Cécile Mialhe-Voloss** et M. **Étienne-Émile Baulieu** (1), présentée par M. Robert Courrier.

Les surrénales de rats incubées *in vitro* sécrètent principalement de la corticostérone et de l'aldostérone. L'hormone corticotrope provenant de l'antéhypophyse ou de la posthypophyse du Rat augmente dans les mêmes proportions ces deux stéroïdes. Un corps provisoirement désigné comme Δ-4.3-céto 20.21-diol stéroïde X est proportionnellement accru par la corticotrophine antéhypophysaire.

Dans des travaux antérieurs (2), (3), nous avons montré que les surrénales de rats incubées *in vitro* libèrent principalement de la corticostérone, de l'aldostérone et un Δ-4.3-céto 20.21-diol stéroïde X. Les hormones corticotropes (ACTH) antéhypophysaire et posthypophysaire augmentent la sécrétion de chacun des stéroïdes étudiés.

Dans le présent travail, nous avons étudié l'augmentation de ces corticostéroïdes lorsque les surrénales sont incubées en présence de doses croissantes d'ACTH anté- et posthypophysaire. En particulier, nous voulions voir si l'augmentation de la sécrétion de l'aldostérone était fonction de la dose d'ACTH utilisée puisque le déterminisme de sa sécrétion semble plus complexe que celui des autres corticostéroïdes.

Tableau I.

Nombre de surrénales.	Poids des surrénales (mg).	Poids des lobes antérieurs mis en incubation (mg).	Moyenne de E(240)-E(255) pour 10 mg de surrénales.	Quantité de stéroïdes libérés (μg de corticostérone).
(5)* 18 paires	401,4	18,34	38,8	71,7
	403,6	36,68	46,0	83,7
	403,2	55,02	54,5	101,2
	404,7	73,36	61,0	111,3

(*) Le nombre entre parenthèses indique le nombre d'expériences.

ACTH antéhypophysaire. — Nous avons étudié l'effet de l'ACTH antéhypophysaire en utilisant les liquides d'incubation de lobes antérieurs d'hypophyses de rats mâles de 180 g ± 20. Les lobes antérieurs sont mis en incubation dans du liquide de Krebs-Ringer pendant 2 h 30. Les surrénales sont réparties dans quatre séries de deux fioles ou quatre séries de trois fioles. Chaque série reçoit des quantités variables (0,1 ,0,2, 0,3 ou 0,4 ml) de liquide d'incubation des antéhypophyses : les corticostéroïdes sont extraits dans 2 ml de dichlorométhane distillé. Pour chaque expérience, on dose les Δ-4.3-cétostéroïdes en mesurant, comme dans la technique de Saffran (4), la différence d'absorption à 240 et 255 mμ au spectropho-

tomètre de Beckman. Après étalonnage du spectrophotomètre avec de la corticostérone pure, nous avons évalué la quantité de stéroïdes excrétée par les surrénales (exprimée en μg de corticostérone).

Les résultats sont résumés dans le tableau I.

ACTH posthypophysaire ([5]). — Nous avons utilisé 14,4 mg d'ACTH posthypophysaire préparés à partir de 32,9 mg de poudre acétonique de lobes postérieurs d'hypophyses de rats et contenant 78 mU d'ACTH par milligramme. Nous avons utilisé suivant les groupes de surrénales incubées *in vitro* des doses de 0,1, 0,3, 0,5 ou 0,7 ml d'une solution à 0,25 mg/ml.

Les stéroïdes des liquides d'incubation des surrénales sont extraits avec 3 ml de dichlorométhane distillé. On évalue la quantité totale de stéroïdes présents dans les extraits, en microgrammes d'hydrocortisone, à l'aide du spectrophotomètre de Jobin et Yvon, après étalonnage de celui-ci avec de l'hydrocortisone Roussel. Les résultats sont résumés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Nombre de surrénales.	Poids des surrénales (mg).	Poids d'extrait sec de lobes postérieurs (mg).	Moyenne de E(240)-E(255) pour 10 mg de surrénales.	Quantité de stéroïdes libérés (μg d'hydrocortisone).
(8)* 18 paires	607,1	0,575	49,0	272
	605,9	1,725	71,3	437
	606,1	2,875	86,5	523
	606,2	4,025	94,3	550

(*) Le nombre entre parenthèses indique le nombre d'expériences.

Résultats. — Aussi bien l'ACTH antéhypophysaire que l'ACTH posthypophysaire semblent libérer des quantités de Δ-4.3-cétostéroïdes proportionnelles au logarithme des doses utilisées.

L'étude analytique des corticostéroïdes a été faite selon les modalités indiquées dans les Notes précédentes ([2]), ([3]). L'identité des stéroïdes est obtenue par la pratique de plusieurs chromatographies; la détermination semi-quantitative sur papier se fait en appréciant le pouvoir réducteur des stéroïdes (par la formation de bleu de formazan) et / ou le groupe Δ-4.3-cétonique (par la fluorescence en lumière de Wood après traitement à la soude). Après les ACTH anté et posthypophysaire, les « élévations » de la corticostérone, de l'aldostérone suivent le même mouvement que les mesures globales rapportées sur les tableaux I et II. Le rapport corticostérone/aldostérone est dans tous les cas ≥ 10. Après ACTH antéhypophysaire le stéroïde X, Δ-4.3-cétonique, 20.21-diol, précédemment repéré ([2]), augmente parallèlement à la corticostérone et à l'aldostérone; il n'en a pas été de même après ACTH posthypophysaire, mais ce résultat négatif doit être confirmé parce qu'il a été obtenu dans des conditions techniques discutables.

Discussion et conclusion. — Dans de nombreuses conditions expérimentales, la sécrétion de l'aldostérone paraît indépendante de celle du cortisol et / ou de la corticostérone. L'hypophysectomie n'altère pratiquement pas la sécrétion de l'aldostérone [6]. L'administration prolongée d'hydrocortisone diminue la sécrétion de l'ACTH, du cortisol et de la corticostérone, mais n'affecte pas la sécrétion de l'aldostérone [7]. Cependant, suivant les auteurs, l'ACTH a un effet plus ou moins net sur la sécrétion de l'aldostérone [2], [8], [9], [10].

Les expériences sur la surrénale de rat *in vitro* que nous venons d'exposer montrent qu'il existe dans ces conditions une induscutable augmentation de la sécrétion de la corticostérone et de l'aldostérone; leurs augmentations sont proportionnelles au logarithme de la dose de corticotrophine anté- et posthypophysaire ajoutée au milieu d'incubation. Ces résultats ne préjugent pas des autres mécanismes régulateurs de la sécrétion de l'aldostérone, en particulier du rôle de la « glomérulotropine » de Farrell [11].

(1) Avec la collaboration technique de Y. Terminn.
(2) C. Mialhe-Voloss et E. E. Baulieu, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 639.
(3) E. E. Baulieu et coll., *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 352.
(4) M. Saffran et A. V. Schally, *Endocrinol.*, 56, 1955, p. 108.
(5) Cl. Gros et M. Privat de Garilhe, du Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté des Sciences de Paris, ont préparé l'extrait.
(6) E. W. Rauschkolb et coll., *Amer J. Physiol.*, 194, 1956, p. 55.
(7) G. L. Farrell et coll., *Endocrinol.*, 58, 1956, p. 104.
(8) B. Singer et M. E. Stack-Dunne, *J. Endocrinol.*, 12, 1955, p. 130.
(9) G. L. Farrell, *Endocrinol.*, 62, 1958, p. 506.
(10) J. Crabbew et coll., *J. clin. Endocrinol. Metab.*, 19, 1959, p. 1185.
(11) G. L. Farrell, *Recent progress in Hormone Research*, 15, 1959, p. 275.

(*Laboratoire de Chimie médicale, Faculté de Médecine, Paris,
Laboratoire d'Histophysiologie du Collège de France, Paris,
et Institut de Physiologie, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

BIOLOGIE. — *Existence d'une phyto-hémagglutinine chez diverses espèces du genre* Ornithogalum (*Liliaceæ*). Note (*) de MM. **Maurice Piette, Jean Moullec, Jean Fine** et **Nicolas Parvanchère**, présentée par M. René Fabre.

Il existe, dans les graines, le bulbe et la tige d'*Ornithogalum pyrenaicum* L., une agglutinine active sur un antigène présent dans les hématies de Chien et de Lapin. Après électrophorèse sur papier, la propriété agglutinante est contenue dans une fraction migrant à la même vitesse que la globuline β humaine, exempte de lipides mais contenant des polysaccharides. Cette agglutinine est retrouvée chez d'autres espèces d'*Ornithogalum*.

La recherche systématique de phyto-hémagglutinines dans de nombreuses familles végétales n'a pas conduit, à notre connaissance, à des résultats positifs dans la famille des Liliacées ([1]), ([2]), ([3]). Le but de cette Note est d'apporter le résultat de nouvelles investigations portant sur 65 espèces différentes de celles déjà étudiées.

Matériel et techniques. — Les essais systématiques ont été effectués avec le liquide surnageant obtenu par centrifugation d'un broyat de graines mis à macérer 2 h à 37° avec 10 fois son poids d'une solution de chlorure de sodium à 9 g/l, soit immédiatement après sa préparation, soit après lyophilisation. Pour certaines espèces, nous avons étudié la pulpe du fruit. Les hématies examinées provenaient :

a. de sang humain appartenant à différents groupes dans les systèmes suivants : ABO, Rh (C, D. E, *c*, *d*, *e*, quelquefois D^u et C^w), MNS*s*, P, Kell, Lewis, Lutheran, Duffy et Kidd;

b. des hématies animales de neuf espèces : Chèvre, Chien, Chimpanzé, Cynocéphale, Lapin, Mouton, Pigeon, Porc, Poule. Les essais d'agglutination ont été de deux types :

1° en tubes : milieu isotonique (chlorure de sodium), températures de 4, 20 et 37°, volumes égaux de suspension d'hématies à 5 % et d'extrait de graine pur ou dilué au 1/10e (pour éviter les phénomènes de zone), temps de réaction fixé à 2 h;

2° sur plaque : milieu isotonique, hématies *traitées par la papaïne purifiée*, températures de 10, 20 et 37°, temps de réaction fixé à 4 mn, (suspension d'hématies à 2 %).

Résultats. — 32 espèces ont donné constamment des résultats négatifs. Ce sont :

Allium albidum Fisch., *A. decipiens* Fisch., *A. flavum* L., *A. Moly* L., *A. odorum* L., *A. oreoprasum* Schrenck., *A. siculum* Ucria., *Arthropodium candidum* Raoul., *Asparagus plumosus* Baker., var. *nanus*, *A. Scaber* Brign., *A. Sprengeri* Regel., *Asphodeline cretica* Vis., *A. lutea* Reichb., *Asphodelus albus* Willd., *A. fistulosus* L., *A. subalpinus* Gr. et Godr., *Bulbine annua* Willd., *Fritillaria Meleagris* L., *Galtonia candicans* Dcne., *Gloriosa superba* L., *Kniphofia pumila* Kunth., *Lilium bulbiferum* L.,

L. Henryi Bak., *L. Martagon* L., *L. pyrenaicum* Gouan., *L. rubrum* Lam., *Medeola asparagoides* L., *Ruscus aculeatus* L., *Scilla sibirica* Andr., *Smilacina racemosa* Desf., *Tritoma Uvaria* Ker. Gawl. *hybrida grandiflora*, *Veratrum nigrum* L.

26 espèces donnent lieu à une hémolyse immédiate de toutes les hématies. Ce sont :

Agapanthus umbellatus albus L'Hérit., *Allium oleraceum* L., *A. vineale* L., *Anthericum liliago* L., *A. ramosum* L., *Camassia cusickii* S. Wats., *Convallaria maialis* L., *Dracena indivisa* Veitchii *rubra*, *D. terminalis hybrida*, *Endymion nutans* Dum., *Funkia cœrulea* *Sweet* × *sieboldiana* Hook., *F. fortunei* Baker var. *robusta*, *F. ovata* Spreng. *aureo-variegata*, *Hesperoscordum hyacinthinum* Lindl., *Hyacinthus amethystinus* L., *H. romanus* L., *Muscari botryoides* Mill., *M. comosum* Mill., *M. conicum* Baker., *M. racemosum* Mill., *Puschkinia scilloides* Adams., *Ruscus aculeatus* L. (pulpe), *Scilla autumnalis* L., *Smilacina racemosa* Desf. (pulpe), *Tofieldia calyculata* Wahl., *Tricyrtis hirta* Hook., *Yucca aloifolia* L., *Y. gloriosa* L.

Par contre, l'extrait de graines d'*Ornithogalum pyrenaicum* L. donne lieu à des résultats positifs qui ont conduit à une étude plus complète, dont les résultats sont schématisés ci-dessous.

Il n'existe aucune agglutination des hématies humaines utilisées, mais les hématies papaïnées de Chien et de Lapin sont fortement agglutinées, le phénomène se produisant encore avec une dilution au 1/800e de l'extrait brut de graines. Une étude effectuée sur des sangs de 44 chiens et 80 lapins différents montre qu'il s'agit d'un antigène d'espèce ou d'un antigène de groupe sanguin de fréquence très élevée. Des épreuves d'absorption croisée il résulte que l'agglutinine est entièrement absorbée par les hématies d'un seul animal, preuve que l'antigène est commun aux deux espèces. Ce résultat est confirmé par le fait que l'agglutinine, ainsi fixée, donne un produit d'élution actif sur les hématies de l'animal de l'autre espèce. Par ailleurs, l'antigène ainsi mis en évidence ne peut s'identifier à l'antigène de Forssman étant donné que les hématies de Lapin sont Forssman négatives. La réaction indirecte de Coombs (méthode de détection des agglutinines de type incomplet) n'étant pas applicable ici du fait de l'existence de résultats positifs en milieu salin, nous avons étudié l'agglutination en présence d'un polysaccharide macromoléculaire (dextran) : les résultats sont positifs, mais avec une intensité moindre qu'avec les hématies papaïnées, qui constituent finalement le réactif de choix. L'action de la formaldéhyde, utilisée dans les conditions de la préparation des anatoxines, conduit à une baisse progressive de l'activité de l'agglutinine, parallèle pour les deux séries d'animaux.

La phytoagglutinine n'est pas localisée à la graine : le bulbe et la tige en contiennent aussi (respectivement 10 et 100 fois moins environ). Par contre, la fleur en est exempte.

Cette agglutinine est assez résistante à la dénaturation par la chaleur : la baisse d'activité n'est pas considérable jusque 70-80°, mais l'inactivation est complète après un séjour de 15 mn entre 80 et 90°. L'électrophorèse sur papier ne révèle qu'une fraction protéique pour des pH compris entre 3 et 9,6, mais la zone la plus favorable se situe entre 7 et 9,6. Cette fraction migre avec une vitesse sensiblement analogue à celle des β-globulines humaines. Elle ne comporte aucun lipide révélable par le Noir Soudan, mais donne par contre un résultat positif par la réaction « acide periodique — réactif de Schiff », témoignage de la présence de polysaccharides. Cette fraction éluée après électrophorèse sur papier conserve toute son activité agglutinante sur les hématies de Chien et de Lapin.

D'autres espèces d'*Ornithogalum* ont été examinées : *Ornithogalum narbonense* montre une activité sensiblement identique à celle d'*O. pyrenaicum*, contrairement à celle d'*O. caudatum*, beaucoup plus faible. Enfin, en l'absence de graines, l'étude du bulbe d'*O. comosum* et d'*O. umbellatum* montre chez la première espèce une activité comparable à celle du bulbe d'*O. pyrenaïcum* et chez la seconde l'absence d'agglutinine.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) W. C. BOYD, *J. Immunol.*, 65, 1950, p. 281.

(2) W. C. BOYD et R. M. REGUERRA, *J. Immunol.*, 69, 1949, p. 333.

(3) J. MUNTER, *Ann. Med. Exp. Biol. Fenn.*, 27, 1949, p. 12.

(*Laboratoire d'Hématologie de la Faculté de Pharmacie.
4, avenue de l'Observatoire, Paris
et Centre National de Transfusion sanguine,
6, rue Alexandre-Cabanel, Paris.*)

BIOLOGIE. — *Action de différentes températures constantes sur le développement des œufs de l'Opilion* Odiellus gallicus *E. S.* Note (*) de M. **Christian Juberthie**, transmise par M. Albert Vandel.

La température léthale supérieure des œufs d'*Odiellus gallicus*, soumis à des températures constantes, est de 20° C. Le développement le plus rapide, dans la zone de températures donnant un taux de mortalité nul, se situe aux environs de 13° C. La faible intensité de ces deux températures traduit une adaptation du développement aux conditions de la saison froide. De 15 à 20° C, de nombreux embryons sont tératologiques et non viables.

Les pontes d'*Odiellus gallicus* sont déposées à l'entrée de la période froide de l'année, principalement en octobre. Les œufs se développent pendant l'hiver et éclosent au printemps [1].

Nous avons recherché si le développement des œufs pendant cette période était déterminé par une température léthale supérieure basse en relation avec un optimum thermique très faible. Chaque ponte est subdivisée, dès son dépôt, en lots identiques, soumis chacun à une des températures suivantes : — 8 ± 4, 0 ± 2, 6, 7, 11,5, 15, 17, 18,5, 20, 21 et 25° C. Les œufs sont mis sur du papier Joseph constamment humide; une humidité sensiblement identique est ainsi obtenue pour chacun des lots soumis à des températures supérieures à 0°. Les faibles variations possibles sont sans influence sur le développement ainsi que l'a montré une autre série d'expériences, non rapportée ici.

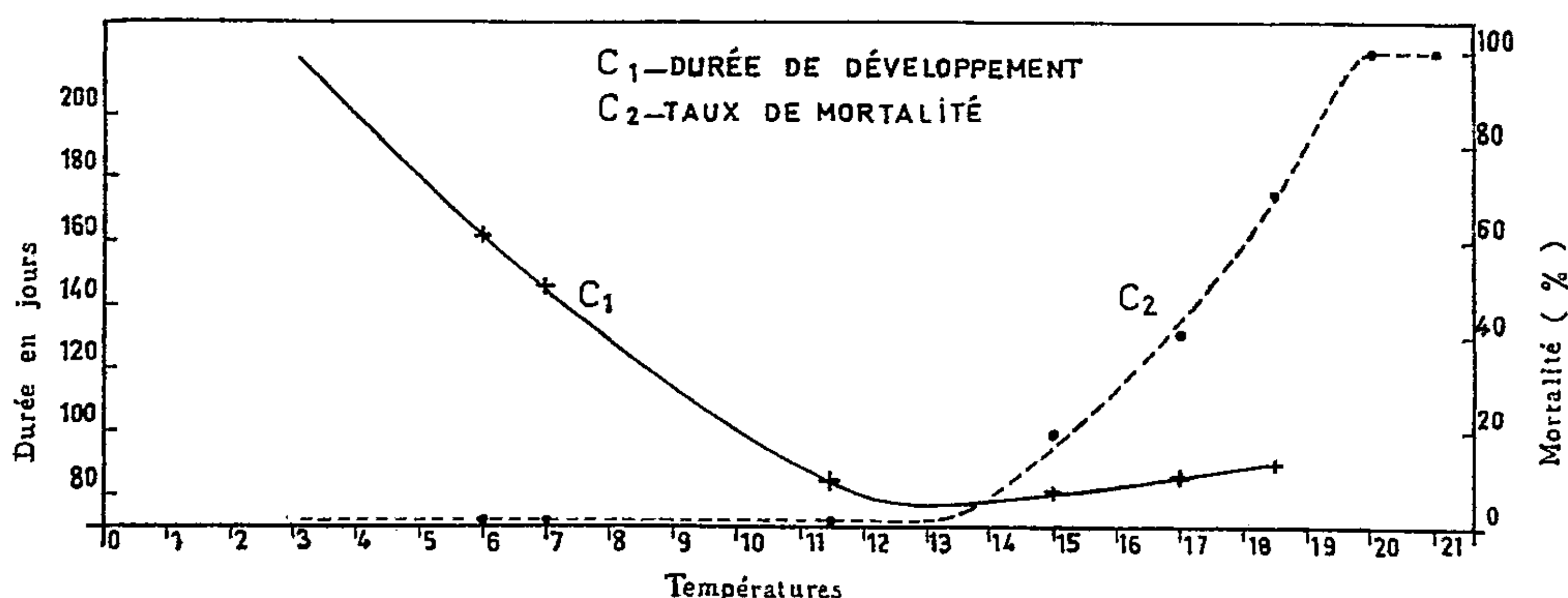
Températures sub-léthale et léthale inférieures. — A 0° aucun œuf ne peut éclore. Cette température détermine un très fort ralentissement du développement, d'autant plus marqué que ce dernier s'avance; cependant, les œufs soumis 15 mois à cette température ont encore la possibilité d'achever le développement et d'éclore s'ils sont remis à 11°,5. La résistance des œufs au froid est encore plus grande; en effet, 50 % des œufs subsistent après un séjour de 30 jours à — 8° et, 30 % après un passage de 75 jours. Le développement des œufs qui survivent est simplement arrêté car, remis à 11°,5, ils donnent des jeunes viables.

Température léthale supérieure. — A 25° les œufs sont tués en 3 ou 4 jours. A 21° quelques embryons dégénèrent au stade de formation des bourgeons d'appendices mais la plupart ne dépassent pas les stades de métamérisation de la bandelette germinative. A 20° un tiers des embryons dégénère après avoir atteint les stades qui précèdent la mue embryonnaire (stades de coloration des yeux ou des pattes) et les deux-tiers ne dépassent pas les stades de métamérisation.

Variation de la durée du développement embryonnaire (courbe C_1). — A une température constante donnée, la durée qui sépare le moment de la ponte de celui de l'éclosion varie d'un œuf à l'autre. Cette durée est

donnée par la moyenne arithmétique des durées; les nombres d'œufs et les écarts-types seront donnés ultérieurement.

La durée de développement des œufs soumis à 6, 7 et 11°,5 est d'autant plus faible que la température est plus élevée, ce qui est un phénomène classique. Elle passe respectivement de 162 à 146 et à 84 jours. De 15 à 17 et à 18°,5, cette durée moyenne cesse de diminuer et passe de 82 jours pour la première à 90 jours pour la dernière. De plus, la réaction des œufs d'un même lot à ces trois températures cesse d'être uniforme : un certain pourcentage seulement des œufs éclôt et la durée de développement de



ceux-ci est, soit fortement allongée (90 à 100 jours), soit légèrement réduite (75 à 80 jours).

Variation du taux de mortalité (courbe C_2). — Il y a, même dans les meilleures conditions, 1 à 2 % des œufs qui ne se développent pas; ce pourcentage indépendant des conditions de température doit être retranché des taux de mortalité. A — 8° le taux de mortalité atteint progressivement 100 %; à 0° ce taux n'est que de 5 % dans les 15 premiers mois, mais il atteint ensuite 100 %; de 6 à 11°,5, il est pratiquement nul, déduction faite du pourcentage d'œufs non viables; à partir de 15° il devient important et progresse de 20 % à cette température à 70 % à 18°,5 pour atteindre 100 % à 20° et plus.

Ce taux de mortalité est dû à la dégénérescence, à différents stades du développement, d'embryons le plus souvent anormaux. Une partie de ces embryons dégénère aux stades de formation ou de métamérisation de la bandelette germinative ou aux stades de formation des bourgeons d'appendices. Ils ont parfois une apparence normale, mais, le plus souvent, ils présentent, soit des anomalies de forme lors de la contraction de la masse vitelline qui prélude à la formation de la bandelette, soit des aberrations dans la métamérisation de cette bandelette qui souvent se réduit à un massif cellulaire anal. L'autre partie des embryons poursuit son développement jusqu'aux stades de pigmentation des yeux ou des pattes; ils ont un aspect pathologique et présentent des anomalies de la dent d'éclosion (nombre, position), des yeux (nombre, écartement, structure), des appendices (atrophie, fusion) ou de la segmentation dorsale.

Conclusions. — Dans nos expériences, la température constante de 11°,5 donne la plus courte durée de développement avec un taux de mortalité nul. Cette température est certainement inférieure à la température critique réelle qui, d'après la courbe C_1, se situe aux environs de 13°.

L'échelle de températures auxquelles le développement est normal (taux de mortalité nul) est comprise, dans nos expériences, entre 6 et 11°,5, mais elle est certainement un peu plus étendue.

A 11°,5, les éclosions ont lieu en décembre et janvier, nettement plus tôt que dans les stations naturelles où elles se situent seulement en mars et avril. Ceci s'explique par le fait que, dans ces stations, les œufs subissent des températures plus basses et variables qui vont de 12° environ au début du développement à $2^\circ \pm 3$ de décembre à février pour remonter ensuite au moment des éclosions. Les températures constantes de 6 et de 7° qui se rapprochent de la moyenne des températures subies dans la nature provoquent des éclosions aux mêmes époques que ces dernières.

Le développement des œufs présente les caractères suivants d'adaptation aux conditions thermiques de la saison froide : forte résistance au froid, faible température critique (13°), taux de mortalité et pourcentage d'anormaux élevés aux températures supérieures à cette dernière, faible température léthale supérieure (20°).

Dans les conditions expérimentales indiquées, tous les embryons anormaux obtenus dégénèrent avant l'éclosion. La formation et la métamérisation de la bandelette germinative semblent être des stades critiques du développement embryonnaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. Gueutal, *Bull. soc. ent. France*, 49, n° 2, 1944, p. 24-26.

(*Laboratoire souterrain du C. N. R. S., Moulis, Ariège.*)

TOXICOLOGIE. — *Toxicité percutanée de l'acide cyanhydrique.* Note (*) de MM. **Paul Bocquet**, **Robert Chary** et **Roger Jayot**, présentée par M. René Fabre.

L'absorption cutanée d'acide cyanhydrique, par la queue du rat, ou la paroi abdominale du cobaye, provoque une intoxication mortelle, en l'absence de toute inhalation de vapeur. Le danger d'une aspersion accidentelle ne doit donc pas être sous-estimé, pour l'homme simplement protégé par un appareil respiratoire.

La haute toxicité de l'acide cyanhydrique *par voie respiratoire* lors d'exposition à des concentrations élevées du produit gazeux est de notion courante. On trouve dans les Ouvrages classiques l'échelle des concentrations allant de l'atmosphère supportable sans aucun trouble ([1]) jusqu'aux teneurs dangereuses et immédiatement mortelles ([2]), ([3]), ([4]).

En ce qui concerne *les dangers de l'absorption cutanée*, la toxicité des composés cyanhydriques non volatils (cyanures, ferro et ferricyanures, etc.) est bien établie ([5]). En revanche, la toxicité percutanée de l'acide cyanhydrique lui-même, quoique attestée par les observations de plusieurs spécialistes de médecine industrielle ([6]), ([7]), ([8]) ne semble pas avoir été jusqu'ici précisée expérimentalement.

On pourrait supposer qu'en raison de sa rapide volatilisation (É + 26° C) l'acide cyanhydrique répandu sur la peau réalise un contact de trop courte durée pour produire une intoxication mortelle. On peut se demander néanmoins dans quelle mesure, lors d'aspersion accidentelle, la pénétration cutanée intervient dans les effets toxiques à côté de l'absorption respiratoire. On peut se demander également si, chez un sujet protégé par un masque respiratoire, l'imprégnation d'une large surface de peau peut permettre, à elle seule, lors de projections exceptionnellement abondantes d'acide cyanhydrique, une absorption toxique fatale.

En vue de répondre à ces questions nous avons essayé d'estimer de façon quantitative sur l'animal la toxicité de l'acide cyanhydrique appliqué à l'état liquide sur la peau. Nous avons utilisé à cet effet les deux tests classiques d'investigation percutanée : immersion de la queue du rat et application sur la peau du cobaye.

Dans les deux types d'essais les animaux sont soustraits par une ventilation adéquate à toute inhalation de vapeurs, ce qui permet d'apprécier les seuls effets de l'absorption cutanée du toxique.

1. *Test d'immersion de la queue du rat.* — Cette épreuve peut être considérée comme un test d'approximation en matière de toxicité percutanée. L'animal est placé dans une cage cylindrique à barreaux dont le diamètre lui interdit de se retourner. Le plancher de cette cage est perforé d'un trou livrant passage à la queue. Le plafond, mobile à l'image d'un piston dans un corps de pompe, permet de régler la hauteur de l'habitacle à la

taille du rat qui se trouve ainsi immobilisé sans aucune striction. La queue pendant à l'extérieur est introduite dans une éprouvette remplie d'acide cyanhydrique refroidi, un raccord tubulaire de caoutchouc assurant la coaptation de façon imparfaitement étanche pour éviter la surpression due à l'évaporation du liquide. Nous utilisons un dispositif décrit par Massmann [9], comportant cinq cages semblables et permettant des observations en série.

La queue étant immergée sur une hauteur de 10 cm, la surface cutanée offerte à l'absorption du toxique est d'environ 8 à 9 cm². Dans ces conditions l'épreuve pratiquée sur 21 sujets (mâles Wistar de 170 g) entraîne la mort dans tous les cas en 10 à 70 mn (moyenne : 33 mn).

2. *Application sur la peau du cobaye.* — Les animaux sont immobilisés sur une gouttière, couchés sur le dos. La peau du ventre est tondue aussi ras que possible à la tondeuse électrique ou aux ciseaux fins. On vérifie soigneusement l'absence de lésion cutanée, morsure ou micro-blessure à l'emplacement où doit être appliqué le toxique liquide. On colle alors sur la peau une cupule de polyéthylène (du type utilisé pour le bouchage des litres à vin). Un petit orifice d'environ 2,5 mm est pratiqué dans le fond de la cupule, qui permet d'introduire le toxique à l'aide d'une microseringue de précision et évite le décollement du dispositif par surpression d'évaporation.

Cinquante-sept animaux mâles, de 450 à 500 g ont reçu application de doses allant de 30 à 50 μl d'acide cyanhydrique sur une surface cutanée d'environ 3 cm² limitée par les cupules. Les résultats rassemblés dans le tableau ci-dessous montrent qu'une dose de l'ordre de 30 à 50 μl (20 à 35 mg) est capable de tuer un cobaye d'une livre par absorption cutanée. La dose létale 50% peut être approximativement estimée aux températures de 15-25° C à une centaine de milligrammes par kilogramme. On remarquera qu'en retardant l'évaporation, le froid augmente la toxicité percutanée, notion qu'il faut souligner puisque les manipulations d'acide cyanhydrique impliquent le refroidissement préalable du toxique.

Température du local (°C).	Dose appliquée (μl).	Mortalité.	Délai.
25	500	5/5	10 à 14 mn
	300	5/5	Environ 15 mn
	200	7/7	21 à 28 mn
	100	5/10	15 à 22 »
15	90	9/10	10 à 20 »
	50	5/10	38 mn et au-delà
	30	1/10	4 h

Conclusions. — Les résultats précédents attestent que dans des conditions expérimentales excluant ou réduisant, il est vrai, l'évaporation, l'acide cyanhydrique est capable de réaliser par seule absorption cutanée, une

intoxication rapidement mortelle chez l'animal. Il est difficile d'extrapoler à l'homme avec précision la dose létale percutanée obtenue chez le cobaye. Le chiffre de 100 mg/kg sur 3 cm^2 représente cependant une dose assez faible pour qu'on puisse considérer comme très sévère pour l'Homme — indépendamment du risque respiratoire — le danger d'une aspersion cutanée massive et étendue lors d'accident survenant au cours d'opérations industrielles pouvant entraîner la projection de plusieurs centaines de centimètres cubes d'acide.

Il faut imaginer sans doute une aspersion abondante pour réaliser sur un homme protégé par un masque respiratoire, un contact cutané de l'acide liquide d'une durée suffisante pour provoquer une intoxication irrémédiablement mortelle dans les délais de quelques dizaines de minutes observés chez l'animal d'expérience. Néanmoins compte tenu de l'étendue possible des surfaces de peau souillées, du retard à l'évaporation d'un liquide refroidi susceptible de s'infiltrer sous les couches du vêtement, de la très grande solubilité de l'acide cyanhydrique dans la sueur, on doit considérer comme indispensable pour les opérateurs le port d'un équipement comprenant non seulement le masque et les gants mais assurant la protection du corps et couvrant notamment d'une cagoule imperméable les téguments exposés de la tête et du cou non protégés par le masque.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) A. C. G. I. H. (Amer. Conf. of Gov. Ind. Hyg.), *Threshold Limit Values A. M. A. Arch. Ind. Health*, 18, 1958, p. 178-182.

(2) R. KOBERT, *Kompend. der prakt. Toxikol. Stuttgart*, 1912 (cité par HENDERSON et HAGGARD, *Noxious Gases*, New-York, 1927).

(3) LEHMANN-HESS (cité par R. FABRE, *Leçons de toxicologie*, Paris, 1943).

(4) P. A. PATTY, *Ind. Hyg. and Toxicol.*, 2, 1942, p. 631 (cité par G. PAULET, *Presse Médicale*, 65, 1957, p. 573-576).

(5) R. FABRE, *Leçons de toxicologie*, Paris, Hermann, 1943.

(6) D. C. WALTON et M. G. WITHERSPOON, *J. Pharmacol.*, 26, 1925-1926, p. 315.

(7) A. FAIRLEY, E. C. LINTON et F. E. WILD, *J. Hyg. Camb.*, 34, 1934, p. 283.

(8) A. LLOYD POTTER, *Brit. J. Indust. Med.*, 7, 1950, p. 125.

(9) W. MASSMANN, *Arch. für Toxicol.*, 16, 1956, p. 208-214.

(Service de Physiologie du Centre d'Études du Bouchet, Seine-et-Oise.)

HÉMATOLOGIE. — *Mise en évidence d'un effet activateur du plasma sur la synthèse de l'hémoglobine* in vitro. Note (*) de MM. **Yves Najean, Raymond Ardaillou, Gabriel Richet** et **Jean Bernard**, présentée par M. Léon Binet.

Il est possible d'utiliser des reticulocytes humains *in vitro* pour étudier la synthèse de l'hème ([1]), ([3]). Nous avons étudié l'influence du plasma humain sur cette synthèse.

MÉTHODE. — Le substrat consiste en globules rouges lavés, plus ou moins riches en réticulocytes. La synthèse de l'hème est appréciée par l'incorporation de radio-fer 59 lié au préalable à la sidérophiline plasmatique. Le plasma à étudier est ajouté au substrat. Dans tous les cas, le volume global est amené à 10 ml par une solution de Tyrode tamponnée. L'incubation est faite au bain-marie à 37° C avec agitation.

La radioactivité est comptée dans les globules rouges lavés trois fois à la fin de l'incubation et dans l'hème cristallisé à partir de ces globules. Les résultats sont exprimés en quantité de fer incorporé compte tenu de la concentration en fer du plasma.

RÉSULTATS. — 1° *Influence de la quantité de plasma utilisée sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'augmentation du volume d'un même plasma entraîne un accroissement de la quantité de fer incorporé jusqu'à un niveau au-delà duquel l'incorporation ne progresse plus. Ce fait a été confirmé avec 27 plasmas d'origine différente (tableau I).

TABLEAU I.

Quantité de plasma mis en incubation (ml)	0,20	0,50	1	2	3	4	5
Quantité de fer incorporé dans le culot globulaire (μg. 10^{-3})	0,20	0,35	0,45	0,50	0,52	0,51	0,52

2° *Influence de la durée d'incubation sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'incorporation du fer atteint un maximum, semblable quelle que soit la durée de l'incubation (de 1 h 30 à 5 h 30), avec une quantité de plasma d'autant plus faible que la durée de l'incubation est plus longue (tableau II).

TABLEAU II.

Quantité de plasma mis en incubation (cm^3)	0,20	0,50	1	2	3	4	5
Quantité de fer incorporé (μg. 10^{-3}) après une incubation de 1 h 30 mn	0,17	0,33	0,46	0,53	0,61	0,62	0,61
Quantité de fer incorporé (μg. 10^{-3}) après une incubation de 5 h	0,26	0,55	0,60	0,63	0,60	0,62	0,62

3° *Influence du taux des réticulocytes du substrat sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'incorporation est nulle dans du sang vieilli et du sang de sujet aplasique. Elle est très élevée lorsque les globules proviennent de sujets atteints d'anémie hémolytique. Il n'y a pas de parallélisme étroit entre le chiffre de l'incorporation et le taux de la réticulocytose du fait des variations de l'âge moyen des réticulocytes d'un cas à l'autre.

Discussion. — Ces faits prouvent l'existence d'un facteur plasmatique favorisant la synthèse de l'hémoglobine par les réticulocytes *in vitro*.

On constate dans des résultats préliminaires l'existence de variations de l'activité de ce facteur d'un plasma à l'autre. Elle est particulièrement élevée par rapport à celle de témoins normaux dans des pancytopénies idiopathiques chroniques où il existe un trouble qualitatif de l'érythropoïèse ([4]). Les urines lyophilisées de ces sujets sont douées également d'un pouvoir de stimulation de la synthèse de l'hémoglobine, apprécié par comparaison avec un matériel semblable provenant de sujets normaux.

Le facteur mis en évidence est différent de celui stimulant la multiplication cellulaire des précurseurs de la lignée rouge ([2]). En effet, un plasma très actif sur la synthèse de l'hémoglobine injecté à une série de rats à jeun ne stimule pas l'érythropoïèse (réticulocytose, utilisation globulaire du fer *in vivo*). D'autre part, la fraction plasmatique extraite selon la méthode de Borsook à partir du même plasma s'est montrée incapable de stimuler la synthèse de l'hémoglobine *in vitro*.

Conclusion. — Un facteur favorisant la synthèse de l'hémoglobine *in vitro* par les réticulocytes a été mis en évidence dans le plasma normal. Il est très augmenté dans des états où il existe un trouble qualitatif de l'érythropoïèse. Ce facteur paraît différent de l'érythropoïétine active sur la division cellulaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) M. Boiron, C. Paoletti et M. Tubiana, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1165.

([2]) P. Carnot et C. Deflandre, *Comptes rendus*, 143, 1906, p. 384.

([3]) J. H. Jandl, J. K. Inman, R. L. Simmons et D. W. Allen, *J. Clin. Invest.*, 38, 1959, p. 161.

([4]) Y. Najean, L. Meeus Bith, C. Bernard, M. Boiron, J. Bousser et J. Bernard, *Le Sang*, 30, 1959, p. 101.

(*Laboratoire des Isotopes, Hôpital Saint-Louis, Hôpital Necker, Paris.*)

VIROLOGIE. — *Étude morphologique au microscope électronique du virus de la leucose lymphoïde (souche* RPL 12) *en culture de tissus* (1). Note de M. PASCU ATANASIU, Mlles JACQUELINE SISMAN et MADELEINE WETTEN, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Étude au microscope électronique des cellules de foie d'embryon de poulet inoculées avec le virus de la leucose lymphoïde. Le virus se multiplie à l'intérieur du noyau de certaines cellules, les particules virales prennent une orientation d'allure cristalline. Par l'intermédiaire de vésicules formées à partir de la membrane nucléaire, la particule virale chemine dans le protoplasme vers la périphérie parmi les mitochondries et le réticulum endoplasmique; que ce soit dans le noyau ou dans les vacuoles la particule virale a la même taille : 52 à 55 mμ.

Le virus de la leucose lymphoïde a été cultivé sur culture de tissus par Sharpless et coll. (2) et par Fontes et coll. (3) en 1958. Il a été identifié au microscope électronique avec la technique du comptage des particules par Davis et Sharpless (4) en 1959.

La particule infectante libre est sphérique, d'un diamètre de 90 mμ. Ce même virus a été vu uniquement dans le cytoplasme [Dmochowski et coll., 1959 (5)] en coupes ultrafines sur des tumeurs de poules malades.

Nous avons étudié le virus de le leucose lymphoïde en culture de tissus sur cellules de foie d'embryon de poulet examiné en coupes ultrafines au microscope électronique.

Après quelques passages sur poussin de huit jours, le virus a été adapté aux cultures de tissus de foie d'embryon de poulet. Nous avons employé la technique de Sharpless et Fontes (1958) (2), (3) avec quelques modifications. Au fur et à mesure que le virus s'adapte à la culture de tissus, il raccourcit sa période d'incubation pour présenter les lésions typiques de la leucose lymphoïde [Defendi et Sharpless, 1958 (6)] entre 24 et 48 h. Nous avons employé le 8e passage en culture de tissus.

Pour la microscopie électronique nous avons utilisé un matériel cellulaire infecté de 24 à 48 h. L'examen histologique et histochimique a montré des inclusions intranucléaires avec réaction de Feulgen positive. Les liquides surnageants des cultures ont été inoculés à des embryons de poulets de 11 jours chez qui ils ont provoqué des lésions nécrotiques et prolifératives, avec apparition d'inclusions intranucléaires type Defendi-Sharpless dans de rares cellules. Le matériel fixé à l'acide osmique (7) et inclus dans le métacrylate (8) a été examiné au microscope électronique sur coupes ultrafines.

Résultats. — A partir du 4e passage toutes les cellules des cultures (cellules du foie) sont atteintes en 24 h. Elles commencent à se rétrécir avec apparition de granulations dans le cytoplasme à l'examen direct. A la coloration hémalun-éosine on voit que presque toutes les cellules présentent des inclusions dans le noyau, inclusions rappelant celles des adénovirus (9)

mais sans nucléole, ou celles du zona avec une chromatine marginée, la masse de l'inclusion étant fortement oxyphile.

Au microscope électronique on observe une disparition du nucléole, avec condensation périphérique de la chromatine nucléaire. Le noyau est très augmenté de volume, il contient une masse homogène remplie de virus

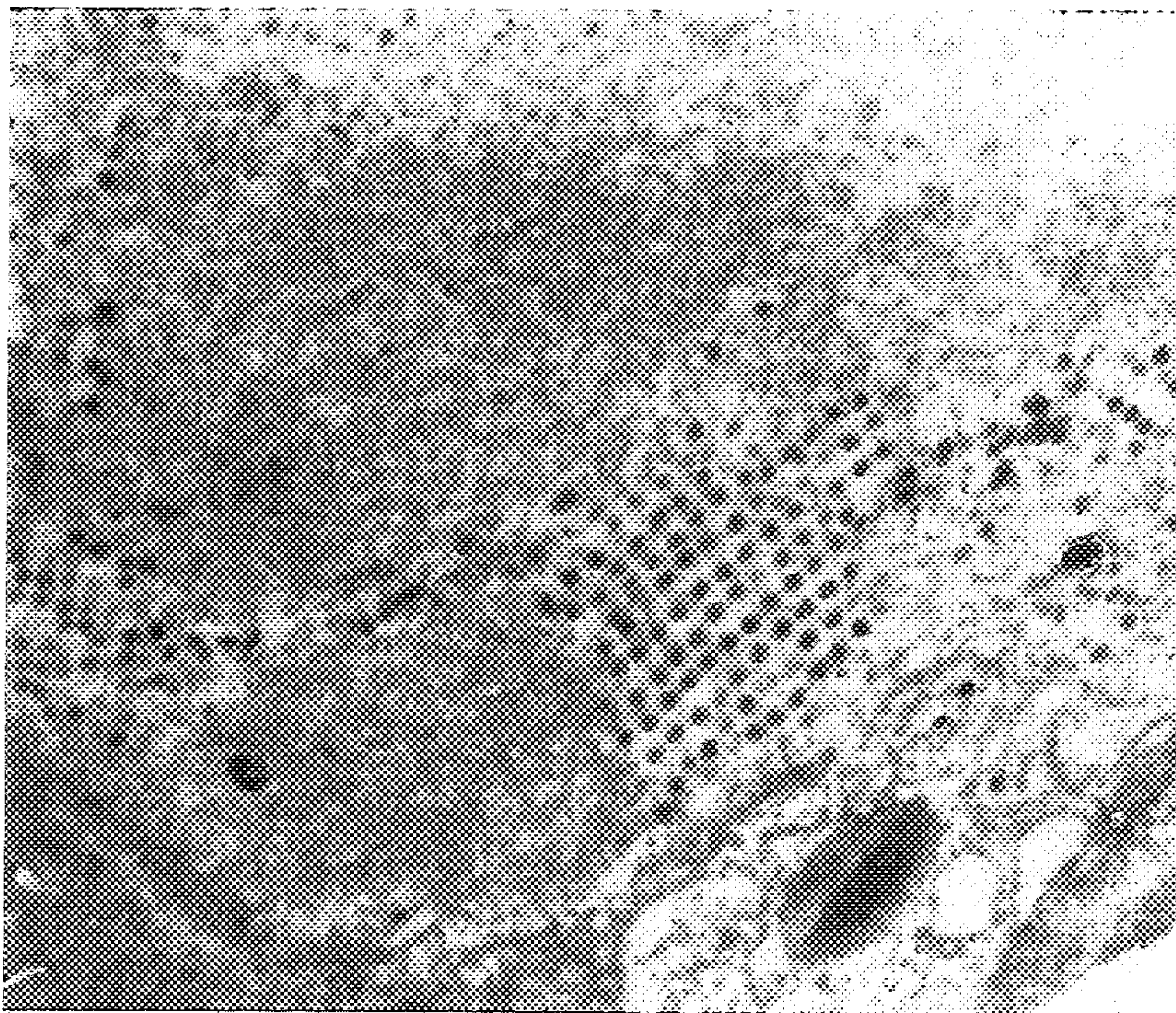


Fig. 1. — Cellule hépatique d'embryon de poulet en culture de tissus. Dans la masse homogène du noyau deux formations cristallines du virus en cours de multiplication (G × 34 000).

irrégulièrement disposé. Dans d'autres cellules, assez rares, la masse homogène de l'inclusion nucléaire montre des foyers de virus ayant une orientation cristalline (*fig.* 1). En général, la double membrane du noyau est intacte, mais parfois on constate des hernies de la membrane où le virus s'accumule, cette hernie se sépare du noyau pour former une vacuole qui va cheminer vers la périphérie du cytoplasme; on voit aussi des prolongations du réticulum endoplasmique dans le noyau qui achemineront le virus dans le cytoplasme vers la périphérie [Palade ([10])].

En conclusion, le virus de la leucose lymphoïde (souche RPL 12) d'Olson, Burmester et Sharpless, mis en culture de tissus sur cellules hépatiques d'embryon de poulet fait son apparition dans le noyau, au sein d'une masse homogène où il a une orientation cristalline; dans certaines cellules il chemine vers la périphérie de la cellule par un système de vacuoles qui se forment en partant de la membrane nucléaire.

(1) La souche de virus de la leucose lymphoïde nous a été fournie par le Docteur Sharpless.

(2) G. R. SHARPLESS, Y. DEFENDI et H. R. COX, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 97, 1958, p. 755-757.

(3) A. K. FONTES, B. R. BURMESTER, W. G. WALTER et P. E. ISELER, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 97, 1958, p. 854-857.

(4) M. C. DAVIES et G. R. SHARPLESS, *Cancer Res.*, 19, 1959, p. 233-235.

(5) L. DMOCHOWSKI, C. E. GREY, B. R. BURMESTER et M. A. GROSS, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 100, 1959, p. 514-516.

(6) V. DEFENDI et G. R. SHARPLESS, *J. nat. Cancer Inst.*, 21, 1958, p. 925-959.

(7) G. E. PALADE, *J. exp. Med.*, 95, 1952, p. 285-298.

(8) S. B. NEWMAN, E. BORYSKO et M. SWERDLOW, *Science*, 110, 1949, p. 66-68.

(9) C. MORGAN, C. HOWE, H. M. ROSE et D. H. MOORE, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 2, 1956, p. 351-360.

(10) G. PALADE, 1959, Communication personnelle.

La séance est levée à 15 h 50 m.

L. B.

ERRATUM.

(*Comptes rendus* du 29 février 1960.)

Note présentée le 22 février 1960, de M. *Paul Prieur*, Présence de deux systèmes d'oxydation de l'acétaldéhyde en acide acétique dans *Acetobacter xylium* :

Page 1733, les 9 lignes placées au-dessus des 11 dernières lignes de la page constituent la légende de la figure 1 et doivent se trouver à la page 1734, au-dessus de l'indication concernant la figure 2.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1960.

Ciba Foundation study group n° 4. *Virus Virulence and Pathogenicity* in honour of *J. Mulder*, by G. E. W. Wolstenholme, Cecilia M. O'Connor. London, J. and A. Churchill, 1960; 1 vol. 19 cm.

Fallout from nuclear weapons tests. *Hearings before the special subcommittee on radiation of the joint committee on atomic energy congress of the United States*, eighty-sixt congress, first session, may 5-8, 1959. Vol. 1, 2 et 3. Washington, United States government printing office, 1959; 3 vol. 23 cm.

Id. *Agreement for cooperation between the United States and the International atomic energy agency*, june 30, 1959; Washington, United States government printing office, 1959; 1 fasc. 23 cm.

The Japanese Journal of Gastro enterology. Proceedings of the 44th Annual meeting, 1958. Tokyo, The Gastroenterological society of Japan; 1 vol. 26 cm.

Bibliothèque générale. *Méthodes de calcul en physique*, par Pierre Frissard. Rambouillet, chez l'Auteur, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Faculté des sciences de Paris. *Séminaire de topologie et de géométrie différentielle dirigé* par Charles Ehresmann. 1re année 1957-1958. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire d'analyse dirigé* par Pierre Lelong. 1re et 2e années, 1957-1958, 1958-1959. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 2 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire de Théorie du potentiel dirigé* par Marcel Brelot, G. Choquet, J. Deny, 2e année 1958. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire de Mécanique analytique et de Mécanique céleste dirigé* par Maurice Janet, 2e année 1958-1959. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

École normale supérieure. *Séminaire Henri Cartan*, 11e année 1958-1959. *Invariant de Hopf et opérations cohomologiques secondaires.* Vol. 1 et 2, deuxième édition. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 2 fasc. 27 cm (multicopié).

Séminaire Bourbaki, 1re année 1948-1949. Textes *des conférences*, deuxième édition, corrigée. Exposés 1 à 16; 2e année, 1949-1950, exposés 17 à 32; 3e année, 1950-1951, exposés 33 à 49; 4e année, 1951-1952, exposés 50 à 67; 5e année, 1952-1953, exposés 68 à 83; 6e année, 1953-1954, exposés 84 à 100; 7e année, 1954-1955, exposés 101 à 119; 8e année, 1955-1956, exposés 120 à 136; 9e année, 1956-1957, exposés 137 à 151; 11e année, 1958-1959, fasc. 1, exposés 169 à 174; fasc. 2, exposés 175 à 180; fasc. 3, exposés 181 à 186. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 12 fasc. 27 cm (multicopié).

Royaume de Belgique. Ministère du Congo belge et du Ruanda-Urundi. Commission de géologie. *Carte géologique du Congo belge et du Ruanda-Urundi*, au 1/50 000e. Planchettes S. 6/15, N. W. 1, N. W. 2, N. W. 3; 3 pl. 113 × 75 cm.

Sobre la gravitation de los esferoides (elipsoides de revolucion), por M. Arkhanguelsky. Extrait del *Boletin de la Academia nacional de Ciencias*, tomo 40, mayo 1958. Cordoba (R. A.), Imprenta de la Universidad, 1958; 1 fasc. 26 cm.

Présidence du Conseil, Commissariat à l'énergie atomique. *Contribution à l'étude de l'échange catalytique hydrogène-deutérium entre l'hydrogène et les hydrocarbures*, par Jean Ravoire. Thèse. Gyf-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Id. *Étude des imperfections de structure du fluorure de lithium irradié (neutrons thermiques)*, par Marianne Lambert. Thèse. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Id. *Physique des réacteurs. Étude du transport des neutrons par la méthode de modulation*, par Victor Raievski. Thèse. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Les observatoires astronomiques et les astronomes, par Fernand Rigaux. Bruxelles, Observatoire royal de Belgique, 1959; 1 vol. 27 cm.

L'agronomie tropicale, n° 5, 1959 : *Les sols subarides au Sénégal*, par R. Maignien. Hann-Dakar, Centre de recherche pédologique de l'Orstom, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Traité d'électricité théorique. Tome III. *Principe de relativité et Lois générales de l'électromagnétisme et de l'électrodynamique*, par Marc Jouguet. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 vol. 24 cm.

L'énergie nucléaire, par Marc Lefort. Deuxième édition revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 24 cm.

Fonctions hypergéométriques confluentes, par F. G. Tricomi, in *Mémorial des sciences mathématiques*, fasc. CXL. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 fasc. 24 cm (présenté par M. Henri Villat).

Thérapeutique bucco-dentaire et maxillo-faciale, par Marcel Darcissac. Paris, Maloine, 1959; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. Léon Binet).

Of Microbes and Men, by Selman A. Waksman. New Brunswick, N. J., Rutgers Research and Educational Foundation, 1959; 1 fasc. 28 cm.

Brookhaven Symposia in Biology. Number 12. *Structure and function of genetic elements*. Report of Symposium held June 1-3, 1959. Upton, N. J. Biology Department Brookhaven national Laboratory; 1 vol. 25 cm.

Le synchrotron à protons de 25 GeV du CERN. Genève, Organisation européenne pour la recherche nucléaire, 1960; 1 fasc. 29,5 cm.

Proceedings of technical Meetings, published by United States Atomic energy commission. Washington, Technical Information Service, 1959; 1 fasc. 23,5 cm.

La révolution française et la science, 1789-1795, par Joseph Fayet. Paris, Marcel Rivière et Cie, 1960; 1 vol. 22,5 cm (présenté par M. Robert Courrier).

Institut de France. *Académie des Beaux-Arts, années* 1958-1959. Paris, A. J. Picard et au Secrétariat de l'Académie, 1959; 1 vol. 23 cm.

(A suivre).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 MARS 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **GEORGES CHAUDRON** signale la présence de M. **GUDMUND BORELIUS**, Professeur de Physique à l'Université de Stockholm, Membre de l'Académie Royale suédoise des sciences. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

M. le **MINISTRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats à la Chaire de Magnétisme nucléaire déclarée vacante au Collège de France.

(Renvoi à la Section de Physique.)

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 29 juin 1959 et enregistré sous le nº 13.973 est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Mécanique.

M. **PAUL PASCAL** fait hommage à l'Académie du tome VII de son *Nouveau Traité de chimie minérale*, d'un total de 1472 pages, divisé en deux fascicules. Cet Ouvrage a été rédigé en collaboration avec MM. FÉLIX TROMBE et JEAN LORIERS, Mme FRANÇOIS GAUME-MAHN et Mlle CHARLOTTE HENRY LA BLANCHETAIS pour le scandium, l'yttrium et les éléments des terres rares, avec M. GEORGES BOUISSIÈRES pour l'actinium.

M. **RENÉ DUJARRIC DE LA RIVIÈRE** présente un nouveau volume de la collection *Techniques de base*, qu'il dirige : *Le diagnostic de laboratoire des entérobactéries*, par M. LÉON LE MINOR, Professeur agrégé des Facultés,

de médecine Chef de laboratoire à l'Institut Pasteur ([1]). Il s'exprime en ces termes :

Le grand intérêt de cet Ouvrage consiste dans le fait que son auteur, connu comme étant un expert international de l'étude de ces bactéries, s'est attaché à donner un fil conducteur pour s'orienter dans une question particulièrement complexe et à sélectionner, parmi les méthodes d'étude, celles dont l'expérience lui a montré la valeur.

M. le Directeur général de l'**Institut de recherches pour les huiles et oléagineux** adresse en hommage à l'Académie les fascicules suivants : 1° *Mise en valeur des oléagineux tropicaux : L'Institut de recherches pour les huiles et oléagineux;* 2° *Rapport annuel* 1958 de cet Institut; 3° *Les Instituts de Recherches d'outre-mer;* 4° *Pour le développement rapide des productions d'outre-mer. Le rôle des Instituts spécialisés*, par Robert Préaud; 5° *Perspectives ouvertes par le marché commun aux oléagineux tropicaux de la Communauté*, par R.-M.-E. Michaux.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Travaux du laboratoire de Géologie de la Faculté des sciences de l'Université d'Aix-Marseille. 1959. Tome VI. *Centenaire de la création de la Chaire de Géologie.*

2° *Gerhard Münzer. Ein Vorschlag zur Lösung der ersten geodätischen Hauptaufgabe auf dem Rotationsellipsoid* (Thèse, Munich).

3° Joint Committee on atomic energy Congress of the United States. *Atomic energy legislation through 86th Congress, 1st session.*

4° id. *Scientific research in Great Britain, with emphasis on basic research and research in Atomic Energy.*

5° Académie des sciences de Géorgie. *II vsesoiouznaja topologitcheskaja konferencija* (2e Conférence topologique panunioniste). *Tbilisi* 5-10 *oktiabrja* 1959. *Tezisy dokladov.*

6° Académie des sciences de Lithuanie. *III mejrespoublikanskaja konferencija po voprosam istorii estestvoznanija i tekhniki v Pribaltike* (3e Conférence interrépublicaine sur des questions d'histoire des sciences naturelles et de technique sur les rives de la Baltique). *Tezisy dokladov.*

7° id. *Lietuvos TSR Mokslu Akademijos centriné biblioteka* (Bibliothèque centrale de l'Académie des sciences de Lithuanie).

8° Université Lomonosov de Moscou. *Voprosy antropologii.* 1.

9° Madjelis ilmu pengetahuan Indonesia (Council for sciences of Indonesia). *Bulletin.* I. *Directory of scientific Institutions in Indonesia.*

10° *Revue des Corps de santé des Armées, terre, mer, air et du Corps vétérinaire.* Tome I, n° 1.

Il signale également plusieurs Ouvrages multicopiés :

1° Committee on Space Research, established by the International Council of Scientific Unions. 1° *Reports on national activities presented at the third COSPAR Meeting, Nice, France, January* 8-16, 1960; 2° *Report of the third COSPAR Meeting, Nice, France, January* 8-16, 1960.

2° Atelier de construction d'Issy-les-Moulineaux. Service « Documentation ». *Climat et températures du globe terrestre* (Traduction du document intitulé : *Temperaturverhältnisse auf der Erde und klimatische Erlaüterungen*, en date du 27 août 1956 établi par Süddeutsche Kühlerfabrik Julius Fr. Behr à Stuttgart-Fauerbach, Allemagne).

DÉLÉGATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

MM. **Arnaud Denjoy**, **Louis Fage** et **Maurice Fontaine**, aux Cérémonies qui auront lieu, le 29 mars 1960, à l'occasion du Cinquantenaire de la fondation de l'**Institut Océanographique** de Monaco;

M. **Armand de Gramont**, aux **Journées internationales de la recherche et de l'invention** à Paris, les 2 et 3 avril 1960;

M. **Maurice Fontaine**, au **79e Congrès annuel de l'Association française pour l'avancement des sciences**, qui se tiendra à Grenoble, du 18 au 23 juillet 1960.

(1) 1 volume 151 pages et figures. Éditions de la Tourelle, 5, rue Guynemer, à Saint-Mandé (Seine), 1960.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HISTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de quelques substances de division, particulièrement de la cinétine, sur les phénomènes d'histogénèse dans les racines isolées de* Lupinus albus. Note (*) de M. **Roger Gautheret**.

Les auxines freinent la croissance des racines isolées mais stimulent leur ramification. L'action rhizogène est bloquée par la cinétine. Le lait de coco exerce la même inhibition mais n'est pas rhizogène. Enfin, l'association de cinétine et d'auxine provoque une prolifération du parenchyme cortical suivie de la différenciation de formations cribrovasculaires ainsi qu'une accélération de l'évolution du système conducteur de la racine.

Les spécialistes de la culture des tissus végétaux ont établi, il y a plus de 20 ans, que les auxines, particulièrement l'acide indole-acétique stimulent puissamment la prolifération des cellules de nombreuses Dicotylédones, en l'orientant généralement dans le sens d'une cambiogenèse [1], [2], [3].

Des travaux ultérieurs ont permis de constater que la vitamine B_1 peut induire également la prolifération de quelques tissus tels que ceux d'Aubépine par exemple [4]. D'autre part, la découverte des propriétés stimulantes de divers extraits de végétaux comme le lait de Coco, le lait de Maïs, les jus de Tomate, d'Orange, etc. a ouvert un vaste champ d'exploration et permis d'espérer qu'on isolerait de nouveaux facteurs de division cellulaire.

Cette espérance ne s'est pas réalisée : les composés définis extraits du lait de Coco et auxquels on a attribué des propriétés excito-formatrices comme la 1.3-diphénylurée [5] et les leucoanthocyanes [6] semblent en fait dépourvus d'activité. Le seul effort fructueux réalisé dans cette voie a été jusqu'à présent celui entrepris par Skoog et ses collaborateurs qui, ayant mis en évidence les propriétés excito-formatrices de certaines préparations d'acide désoxyribocléique [7] isolèrent de celles-ci un corps nouveau la 6-furfurylaminopurine [8] qui stimule d'une manière remarquable la prolifération du parenchyme médullaire de Tabac, à condition d'être associée à de l'acide indole-acétique [9]. Cette substance suscita une vive curiosité : plusieurs chercheurs ayant éprouvé son activité, aboutirent à des résultats très nuancés. Certains estiment qu'elle est inactive ou peu active à l'égard des tissus de Topinambour [10], [11] et de Carotte [10] tandis que d'autres affirment qu'elle stimule la multiplication des cellules de Carotte, de Pomme de terre et de Chou [12]. A la suite de ces résultats discordants, il nous a paru intéressant d'étudier l'action de la cinétine sur certains tissus dont nous connaissions bien les propriétés.

Nous avons travaillé en premier sur la racine de Lupin blanc. Il y a près de 30 ans ([13]), nous avons montré que des racines isolées de cette espèce sont capables de s'allonger et de se ramifier. En même temps leur structure évolue : les cellules corticales se gonflent en tous sens tout en manifestant une certaine tendance à s'exfolier. Les cellules péricycliques se cloisonnent activement pour donner une masse de parenchyme assez abondante qui provoque des déchirures de l'écorce. Il arrive que le phloème

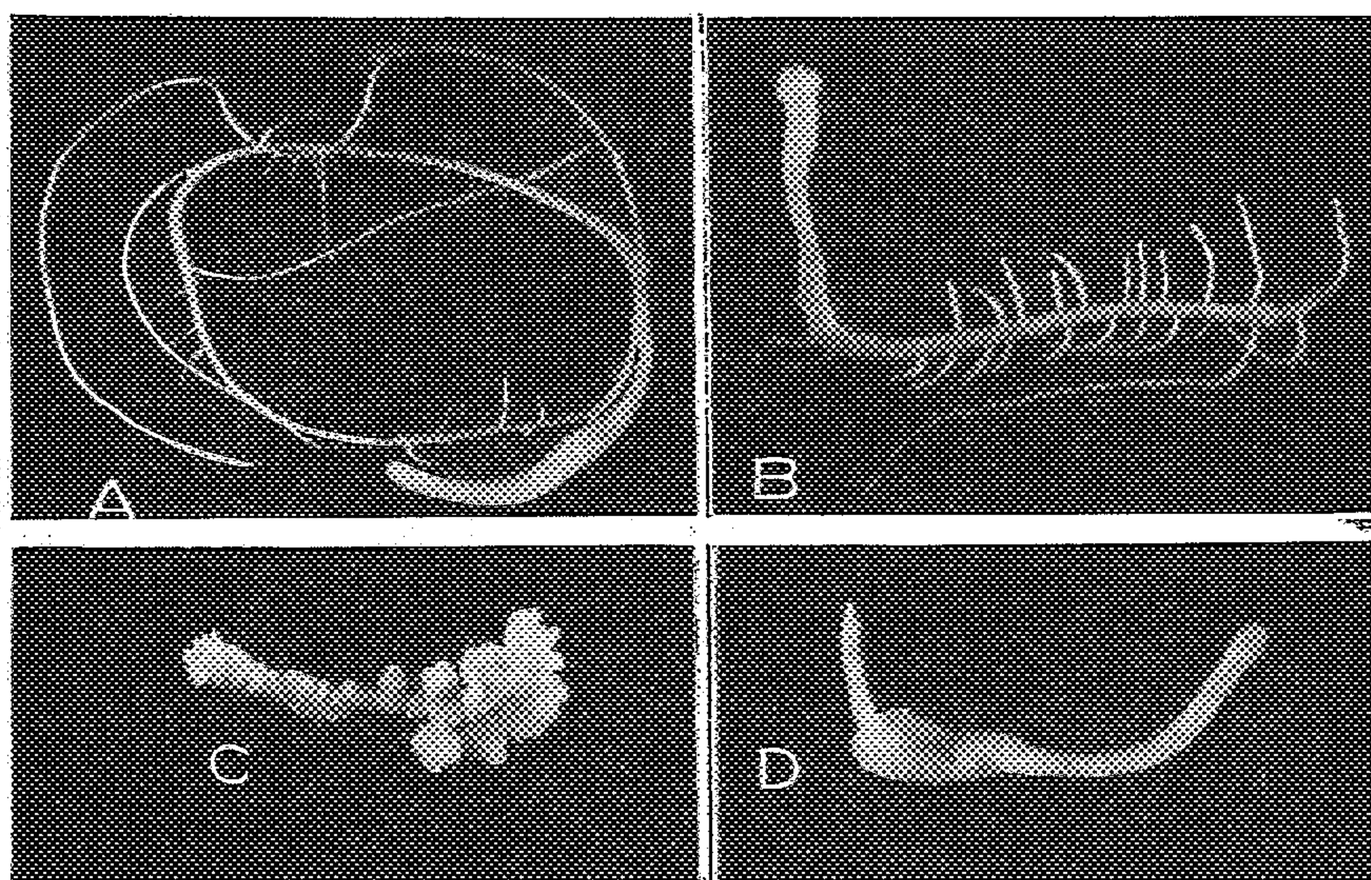


Fig. 1. — Racines ayant été cultivées pendant 45 jours dans des milieux contenant diverses substances de division.

A. Témoin.

B. Milieu contenant 5.10^{-8} d'acide indole-acétique. L'élongation de la racine a été inhibée mais sa ramification a été stimulée.

C. Milieu contenant 5.10^{-7} de 2.4-D : L'élongation de la racine et celle des radicelles ont été inhibées, mais ces dernières ont proliféré d'une manière anarchique pour donner des protubérances charnues.

D. Milieu contenant $1,5.10^{-6}$ d'acide indole-acétique et $1,5.10^{-6}$ de cinétine. L'élongation et la rhizogenèse ont été stoppées mais les régions de la racine situées au contact du substratum se sont gonflées.

participe aussi à cette prolifération désordonnée. Quant au système vasculaire qui possède au moment du prélèvement une disposition alterne, intermédiaire ou superposée primaire, il poursuit son évolution normale et, en fin de culture, on observe la présence d'abondantes formations secondaires. Les auxines, comme l'acide indole-acétique et l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D) bloquent l'élongation de la racine mais stimulent sa ramification (*fig.* 1 A et B). Sous l'influence de doses moyennes de 2.4-D (5.10^{-7}), les radicelles inhibées se gonflent par suite d'une prolifération anarchique de leur point végétatif (*fig.* 1, C). En outre, à forte dose, les auxines exaltent le gonflement des cellules corticales et la multiplication des éléments péricycliques.

Le lait de coco bloque l'élongation de la racine de la même manière que les auxines mais il n'est pas rhizogène; d'autre part, il ne modifie pas sensiblement les phénomènes d'histogenèse. Sa seule action concerne le parenchyme cortical dont les cellules se gonflent considérablement sous son influence.

La cinétine, au contraire manifeste une activité remarquable à l'égard des racines isolées de *Lupinus albus*. Elle inhibe l'élongation de la racine à partir d'une dose de 5.10^{-8} et la formation des radicelles à partir

Acide indole acétique / cinétine	0	5.10^{-8}	$5\ 10^{-7}$	$1,5.10^{-6}$	5.10^{-6}
0					
5.10^{-8}			—		
5.10^{-7}		≡ C O	= C O	— C O O + +	≡ A O O
$1,5\ 10^{-6}$		= C	= C O + +	= C O O O + +	= A + + +
5.10^{-6}	— C +	— C + +	≡ C A O O + + +	= C A O + + +	— A

Fig. 2. — Phénomènes d'histogenèse provoqués dans les racines de *Lupinus albus* par l'association de l'acide indole acétique et de la cinétine.

—, Prolifération des cellules corticales : C, de type cambial; A, de type anarchique.
O, Formation de nodules cribrovasculaires dans l'écorce.
+, Accélération de l'évolution vasculaire.

Les signes de chaque type sont d'autant plus nombreux que le phénomène considéré est plus intense.

de 5.10^{-7}. L'auxine est incapable de lever cette inhibition de la rhizogénèse : il n'y a donc pas à cet égard d'antagonisme compétitif entre ces deux substances. On constate également que les racines traitées par une dose de cinétine au moins égale à 5.10^{-7} se gonflent et deviennent charnues. Cette action est renforcée par la présence d'une auxine et, dans ce cas, il semble qu'un phénomène de synergie se manifeste. Le fait que, seules les régions situées au contact du milieu de culture, réagissent (*fig.* 1, D) indique qu'il ne doit pas y avoir de diffusion de la cinétine au sein des tissus.

L'examen de coupes pratiquées dans les racines permet de constater que l'action conjuguée de l'acide indole-acétique et de la cinétine provoque

de remarquables phénomènes d'histogenèse. Employé seul, l'acide indole-acétique exalte l'accroissement des cellules corticales; la cinétine agit de même à faible dose (5.10^{-7} à $1,5.10^{-6}$) tandis qu'à forte dose (5.10^{-6})

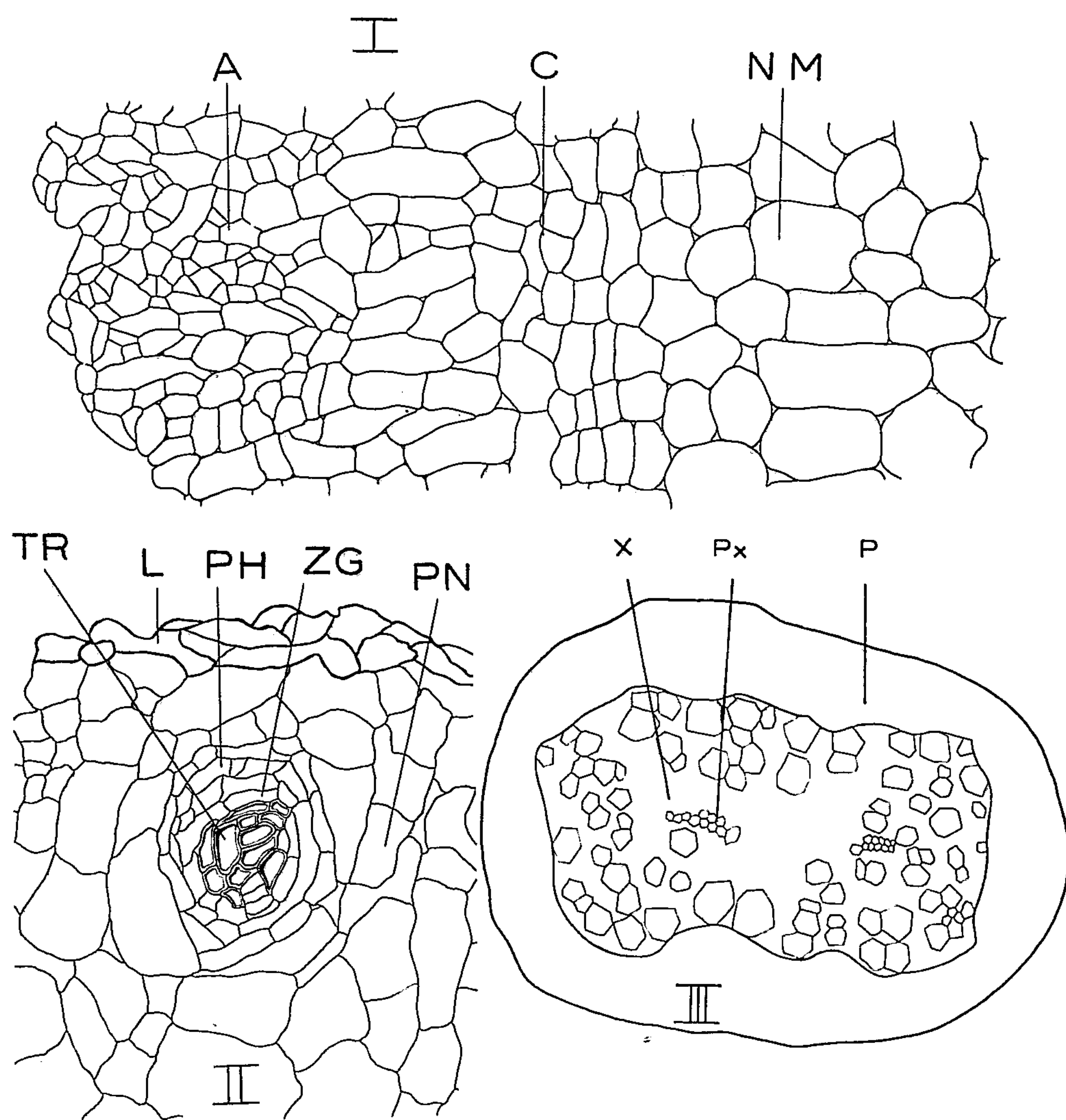


Fig. 3. — Coupes pratiquées dans des racines de *Lupinus albus* ayant été cultivées dans des milieux contenant de l'acide indole-acétique et de la cinétine.

I. Le milieu renfermait 5.10^{-7} d'acide indole-acétique et 5.10^{-6} de cinétine. On voit que la région superficielle de l'écorce a proliféré d'une manière anarchique (A), tandis que la région interne a produit une sorte de cambium (C). NM correspond à la partie du parenchyme cortical n'ayant pas réagi.

II. Le milieu renfermait 5.10^{-6} d'acide indole-acétique et 5.10^{-7} de cinétine. On voit un nodule cribrovasculaire qui s'est différencié dans le parenchyme cortical en voie de prolifération (PN). TR, trachéides; PH, phloème; ZG, zone génératrice; L, cellules lignifiées à la périphérie de l'écorce.

III. Le milieu renfermait 5.10^{-7} d'acide indole-acétique et 5.10^{-6} de cinétine. La coupe intéresse le cylindre central. L'évolution du système cribrovasculaire a été accélérée On constate en effet l'existence d'un xylème secondaire (X), très épais, entourant complètement le protoxylème (PX). Ce xylème renferme des vaisseaux et des trachéides de fort calibre. P, phloème.

elle provoque l'accroissement de certaines cellules de l'écorce et un recloisonnement peu intense de certaines autres. Or, l'association des deux substances détermine une prolifération importante des cellules corticales. Pour de faibles doses d'acide indole-acétique, cette prolifération s'apparente au type cambial (*fig.* 2) tandis que si la dose est forte, elle s'opère d'une manière anarchique; les deux processus peuvent d'ailleurs être associés (*fig.* 2 et 3, I). Nous avons également remarqué que pour certaines combinaisons d'auxine et de cinétine, la prolifération de l'écorce était suivie d'une différenciation de nodules cribrovasculaires analogues (*fig.* 2 et 3, II) à ceux que nous avons maintes fois observés dans les cultures de tissus. Ces nodules débutaient par un massif de phloème au sein duquel apparaissaient ensuite des trachéides, puis une zone génératrice cyclisée séparant le xylème du phloème. Si l'on jette un coup d'œil d'ensemble sur la figure 2 on remarque encore que les gammes de concentrations de cinétine et d'auxine qui provoquent la différenciation de nodules cribrovasculaires dans l'écorce sont moins étendues que celles qui déterminent seulement des phénomènes de prolifération.

Cette prolifération du parenchyme cortical suivie de la différenciation de formations cribrovasculaires est un phénomène remarquable car les anatomistes estiment que ce tissu a épuisé ses potentialités évolutives; d'autre part, il est surprenant de constater que l'écorce, tissu d'origine primaire, puisse évoluer *in vitro* de la même manière que des parenchymes secondaires tels que ceux de Carotte, de Topinambour, etc.

Un autre phénomène remarquable se manifeste enfin dans le cylindre central sous la forme d'une accélération de l'évolution du système cribrovasculaire. On constate en effet l'apparition d'abondantes formations secondaires constituées par un anneau de phloème entourant un anneau de xylème secondaire dont le centre est occupé par le protoxylème (*fig.* 3, III).

Cette structure n'est pas aberrante mais, dans la plante normale, elle n'est réalisée que beaucoup plus tardivement que dans la racine cultivée dans un milieu contenant de la cinétine et de l'acide indole-acétique.

Signalons que le 2.4-D, lorsqu'on l'associe à la cinétine manifeste les mêmes activités histogènes que l'acide indole-acétique, mais d'une manière plus marquée. En particulier, l'association de 2.4-D et de cinétine exalte considérablement la différenciation du système vasculaire et celui-ci est représenté par des éléments bien plus nombreux mais plus petits que dans le cas de l'association acide indole-acétique-cinétine.

On voit donc que la cinétine manifeste des phénomènes de synergie avec les auxines; dans le cas de la racine de Lupin, ces phénomènes se traduisent par la prolifération et l'organisation du parenchyme cortical ainsi que par une accentuation de la différenciation du système vasculaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) R. J. GAUTHERET, *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 7-9.

([2]) R. J. GAUTHERET, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1161-1164.
([3]) P. NOBÉCOURT, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 521.
([4]) D. PARIS, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 449.
([5]) E. M. SHANTZ et F. C. STEWARD, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6351-6353.
([6]) F. C. STEWARD et E. M. SHANTZ, *The Chemistry and mode of action of Plant growth substances*, Symp. Wye College, 1955, p. 165-186.
([7]) C. MILLER, F. SKOOG, M. H. VON SALTZA et F. M. STRONG, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1392.
([8]) C. MILLER, F. SKOOG, F. S. OKUMURA, M. H. VON SALTZA et F. M. STRONG, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 2662.
([9]) N. K. DAS, K. PATAU et F. SKOOG, *Physiol. Plant.*, 9, 1956, p. 640-651.
([10]) F. C. STEWARD et E. M. SHANTZ, *The Chemistry and mode of action of Plant growth substances*, Symp. Wye College, 1955, p. 165-186.
([11]) J. P. NITSCH et C. NITSCH, *Amer. J. Bot.*, 43, 1956, p. 839-851.
([12]) M. J. OLSZEWSKA, W. MACIEJEWSKA POTAPCZYKOWA et E. SEMPINSKA, *Act. Soc. Bot. Pol.*, 26, 1957, p. 583-596.
([13]) R. J. GAUTHERET, *Thèse*, Paris, 1935, 279 pages.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la totalité des systèmes d'exponentielles imaginaires.* Note (*) de M. PAUL KOOSIS, transmise par M. Paul Montel.

Dans une Note récemment parue (¹), J. P. Kahane a donné un exemple d'une suite réelle mesurable $\{\lambda_k\}$ pour laquelle l'ensemble des exponentielles $\{e^{2\pi i\lambda_k x}\}$ est total sur des intervalles ayant une longueur *plus grande* que la densité de $\{\lambda_k\}$. Cette suite consiste en groupes de points très serrés, s'éloignant rapidement les uns des autres quand on avance sur l'axe réel, et Kahane demande s'il y a des suites régulières ayant la même propriété.

Le but de cette Note est de montrer comment on peut construire de telles suites. Dans ce qui suit, l'exemple lui-même m'a été proposé par M. P. Malliavin. Il y était parvenu après des raisonnements que je ne comprenais pas tout à fait, et ce n'est que plus tard que, avec un autre but en vue, j'ai été conduit au théorème ci-dessous. Ce théorème mène droit aux exemples du type envisagé par Malliavin.

1. Étant donné une suite $\Lambda = \{\lambda_k\}$ de nombres réels, posons

$$n(t) = \operatorname{sgn} t \times \text{nombre de points de } \Lambda \text{ entre o et } t.$$

THÉORÈME. — *Si les $e^{i\lambda_k u}$ forment un système non total sur* $[-\pi D, \pi D]$, *il existe une fonction* $K(x) \geq 0$ *telle que*

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{K(x)}{1+x^2}\,dx < \infty, \tag{1}$$

$$\int_0^R \frac{n(x+t)-n(x-t)}{2t}\,dt \leq DR + K(x) \qquad (R \geq 0,\ x \text{ réel}). \tag{2}$$

Démonstration. — Si l'hypothèse a lieu, il y aura une fonction F (z) entière de type exponentiel $\leq \pi D$, bornée en module par 1 sur l'axe réel, et ayant parmi ses zéros tous les points de Λ. La formule de Jensen montre alors que le côté gauche de (2) est majoré par

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \log|F(x+Re^{i\theta})|\,d\theta - \frac{1}{2\pi}\log|F(x)|.$$

Puisque $\log|F(x+iy)| \leq \pi D|y|$, on a (2) avec

$$K(x) = \frac{1}{2\pi}\log\left|\frac{1}{F(x)}\right|.$$

Que K (x) satisfasse (1) est bien connu (²).

2. Exemple. — *Il existe une suite d'entiers* Λ *de densité zéro telle que* $\{e^{i\lambda_k u}\}$ *est total sur chaque intervalle de longueur* $< 2\pi$.

Construction. — Les N_n seront des entiers tendant rapidement vers l'infini, et $\{\rho_n\}$ sera une suite de nombres tendant vers zéro, mais de sorte que $\rho_n N_n \to \infty$. La suite Λ est formée des *entiers* compris dans la réunion des intervalles $[(1 - \rho_n)N_n, (1 + \rho_n)N_n]$ (ces intervalles ne doivent pas se chevaucher).

Supposons que $\{e^{i\lambda_k u}\}$ soit non total sur $[-\pi D, \pi D]$ avec $D < 1$, appliquons la conclusion (2) du théorème, et voyons de quelle grandeur doit être $K(x)$.

Pour $x \in I_n = [(1 - \rho_n/2)N_n, (1 + \rho_n/2)N_n]$ et $R \leqq (N_n\rho_n/2)$, on a évidemment

$$\int_0^R \frac{N(x+t) - N(x-t)}{2t}\, dt = R - o(\log R),$$

de sorte que forcément $K(x) \geqq [(1 - D)/3]\, N_n \rho_n$ si n est assez grand. Donc,

$$\int_{I_n} \frac{K(x)}{x^2}\, dx \geqq \frac{1 - D}{4} \rho_n^2 \qquad \text{pour } n \text{ assez grand,}$$

et l'inégalité (1) sera ainsi contredite dès que

$$(3) \qquad \sum_n \rho_n^2 = \infty.$$

Or, si

$$\frac{1}{(1 - \rho_n) N_n} \sum_1^n 2\rho_k N_k \to 0, \qquad n \to \infty,$$

Λ est de densité zéro; et nous pouvons assurer ceci, et (3), en prenant par exemple $N_n = 10^n$, $\rho_n = n^{-1/2}$. L'ensemble $\{e^{i\lambda_k u}\}$ ne saurait donc être non total sur $[-\pi D, \pi D]$ si $D < 1$, mais le sera dès que $D \geqq 1$ puisque les λ_k sont des entiers.

Étant donné D et D' quelconques avec $D' > D$, il est clair que le même procédé servira à obtenir des suites Λ de densité D pour lesquelles $\{e^{i\lambda_k u}\}$ est non total seulement sur les intervalles de longueur $\geqq 2\pi D'$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J.-P. Kahane, *Ann. Inst. Fourier*, Grenoble, 8, fasc. 1, 1959, p. 273-275.

(2) R. P. Boas, *Entire Functions* (§ 6.3), Academic Press, New York, 1954.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certains théorèmes d'interpolation.* Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, transmise par M. Paul Montel.

On donne deux méthodes assez générales d'obtention de théorèmes d'interpolation.

1. Les notations sont celles de [1]. Soit E un espace de Banach, Λ le générateur infinitésimal d'un semi-groupe $t \to G(t)$, fortement continu et borné, $G(0)e = e$ pour tout $e \in E$. On désigne par $T^0(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-1}(G(t)e - e) \in L^p(0, \infty; E), \qquad 1 < p \leq \infty, \qquad \frac{1}{p} + \alpha = \theta \in]0, 1[\quad [2].$$

Soit par ailleurs X un espace localement compact, $d\mu$ une mesure positive sur X, ψ_0 et ψ_1 deux fonctions > 0 mesurables, $\psi_0^{b_0}$ et $\psi_1^{b_1}$ étant localement intégrables. On désigne par $L^b(X, \psi)$ l'espace des fonctions f telles que $\psi f \in L^b(X)$.

Théorème 1. — *Soit π un opérateur linéaire continu de* $E^1 = D(\Lambda)$ *dans* $L^{b_0}(X, \psi_0)$ *et de* E *dans* $L^{b_1}(X, \psi_1)$. *Alors :*

1° *Si* $1 < p \leq \inf(b_0, b_1) \leq \infty$, $1/p + \alpha = \theta \in]0,1[$, π *est un opérateur linéaire continu de* $T^0(p, \alpha)$ *dans* $L^{b_\theta}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^{\theta})$, $1/b_\theta = (1-\theta)/b_0 + \theta/b_1$;

2° *si* $p > \inf(b_0, b_1)$, π *est un opérateur linéaire continu de* $T^0(p, \alpha)$ *dans* $\bigcap L^{b_{\theta^*}}(X, \psi_0^{1-\theta^*}\psi_1^{\theta^*})$, $\theta^* > \theta$.

Résultat analogue lorsqu'on considère une famille finie de générateurs infinitésimaux de semi-groupes bornés et commutatifs [1].

Supposons maintenant que Λ soit générateur infinitésimal d'un *groupe* $G(t)$; soit $D(\Lambda^2)$ l'espace des $e \in D(\Lambda)$ tels que $\Lambda e \in D(\Lambda)$; soit $S_0(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-2}(G(t)e + G(-t)e - 2e) \in L^p(0, \infty; E),$$

et soit $S_1(p, \alpha)$ l'espace des $e \in E$ tels que

$$t^{\alpha-2}\int_0^t (G(\sigma)e + G(-\sigma)e - 2e)\, d\sigma \in L^p(0, \infty; E).$$

Théorème 2. — *Soit π un opérateur linéaire continu de* $D(\Lambda^2)$ *dans* $L^{b_0}(X, \psi_0)$ *et de* E *dans* $L^{b_1}(X, \psi_1)$. *Alors, si* $1 < p \leq \inf(b_0, b_1) \leq \infty$, $1/p + \alpha = \theta \in]0,1[$, π *est un opérateur linéaire continu de* $S_0(p, \alpha)$ (*resp.* $S_1(p, \alpha)$) *dans* $L^b(X, \psi_0^{1-\theta/2}\psi_1^{\theta/2})$ *où* $1/b = (1-\theta/2)/b_0 + (\theta/2)/b_1$ (*resp.* $L^{b^*}(X, \psi_0^{(1-\theta)/2}\psi_0^{(1+\theta)/2})$ *où* $1/b^* = (1-\theta)/2b_0 + (1+\theta)/2b_1$). *Résultat du type de* 2° (th. 1), *si* $p > \inf(b_0, b_1)$.

Voici la méthode de démonstration; (i) soit $e \in T^0(p, \alpha)$; il existe $u(t)$ avec $t^\alpha u \in L^p(0, \infty; D(\Lambda))$, $t^\alpha u' = t^\alpha(\partial u/\partial t) \in L^p(0, \infty; E)$, $u(0) = e$, u dépen-

dant continûment de e [3]; (ii) on introduit $\pi(u(t)) = v(t)$ qui vérifie $t^\alpha v \in L^p(0, \infty; L^{b_0}(Y, \psi_0))$, $t^\alpha v' \in L^p(0, \infty; L^{b_1}(Y, \psi_1))$. Il reste à vérifier que, dans le cas 1° du théorème 1, $v(0)\ (= \pi e) \in L^{b_0}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ et dépend continûment de v. On utilise dans ce but l'inégalité suivante, avec $p = q$:

$$(\star) \qquad |f(0)| \leq c\left(\int_0^\infty |t^\alpha f(t)|^p\,dt\right)^{\frac{1-\theta}{p}} \left(\int_0^\infty |t^\beta f'(t)|^q\,dt\right)^{\frac{\theta}{q}},$$

où $1/p + \alpha = 1/q + \beta = \theta$, c constante (dépendant de θ). Appliquant cette inégalité à la fonction $t \to u(x, t)$, puis utilisant les inégalités de Holder et de Ingham-Jessen [4], on déduit le résultat. Pour le cas 2° du théorème 1, on se ramène au cas 1° [5].

La méthode se prête à de nombreuses variantes : 1° on peut retrouver le théorème de M. Riesz [6] — y compris le cas de mesures différentes [7] — mais nous n'avons pas pu obtenir complètement la convexité de la norme; 2° on peut remplacer les L^b par des espaces de Hardy [8], des espaces L^b construits à partir d'une famille de poids, des espaces $L^b(L^{b*})$, etc.; 3° si π est linéaire continue de $H^{k_0, a}$ [9] dans $L^{b_0}(X, \psi_0)$ et de $H^{k_1, a}$ dans $L^{b_1}(X, \psi_1)$, alors π est linéaire continue de $H^{(1-\theta)k_0+\theta k_1, a}$ dans $L^{b_0}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ [10].

2. Voici une deuxième méthode d'obtention de théorèmes d'interpolation. Une fonction φ de R^n vérifie (P_k) si : (i) $\varphi > 0$, φ et $1/\varphi$ sont indéfiniment différentiables; (ii) $D^p\varphi/\varphi \in L^\infty(R^n)$, $|p| \leq k$. On désigne par $H_\varphi^{k, a}$, $1 < a < \infty$, l'espace des f avec $\varphi f \in H^{k, a}$, k entier > 0. Alors, *si* φ_0 *et* φ_1 *vérifient* (P_k) *et si* π *est un opérateur linéaire continu de* $H_{\varphi_0}^{k, a}$ *dans* $L^{b_0}(X, \psi_0)$ *et de* $H_{\varphi_1}^{k, a}$ *dans* $L^{b_1}(X, \psi_1)$, *avec* $1 < a \leq \inf(b_0, b_1)$, *alors* π *est linéaire continu de* $H_{\varphi_0^{1-\theta}\varphi_1^\theta}^{k, a}$ *dans* $L^{b_0}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$. Ce théorème peut être obtenu — et même complété — par utilisation des fonctions de variables complexes, mais la méthode qui suit, « réelle » et élémentaire, se prête à de nombreuses variantes [11].

A f donnée dans $H_{\varphi_0^{1-\theta}\varphi_1^\theta}^{k, a}$ on associe $u = (\varphi_0\varphi_1^{-1})^\lambda\, Z(t(\varphi_0\varphi_1^{-1})^\lambda) f$, où $\lambda = (1-\theta)a'$, $(1/a) + (1/a') = 1$, $t \to Z(t)$ étant indéfiniment différentiable à support complact, $\int Z(t)\,dt = 1$. On vérifie que

$$|t|^{\frac{1}{\lambda}} u \in L^a(-\infty, +\infty; H_{\varphi_0}^{k, a}) \qquad \text{et} \qquad u \in L^a(-\infty, +\infty; H_{\varphi_1}^{k, a}).$$

On introduit ensuite $v(t) = \pi(u(t))$, qui vérifie

$$|t|^{\frac{1}{\lambda}} v \in L^a(-\infty, +\infty; L^{b_0}(X, \psi_0)), \qquad v \in L^a(-\infty, +\infty; L^{b_1}(X, \psi_1)).$$

On vérifie enfin que dans ces conditions, $\int_{-\infty}^{+\infty} v(t)\,dt$ a un sens, appartient à $L^{b_0}(X, \psi_0^{1-\theta}\psi_1^\theta)$ et dépend continûment de v. Comme $\int_{-\infty}^{+\infty} u(t)\,dt = f$, on peut prendre $\int_{-\infty}^{+\infty} v(t)\,dt = \pi f$, et le résultat suit.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. L. LIONS, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2259.

(2) Le cas $p = \infty$ est admissible dans (1).

(3) *Cf.* J. L. LIONS, *Ann. Scuola Norm. Sup. Pisa*, 1959, p. 389-403; pour le cas des groupes, *ibid.*, 1960. Dans le cas des groupes, l'inégalité (★) ci-après est à remplacer par une inégalité du même type mais contenant f'' au lieu de f'.

(4) *Cf.* HARDY, LITTLEWOOD et POLYA, *Inequalities*, Cambridge, 1934.

(5) En perdant quelque chose, il est probable que le résultat 2° peut être amélioré.

(6) M. RIESZ, *Acta Math.*, 49, 1926, p. 465-497.

(7) E. M. STEIN, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 83, 1956, p. 482-492; E. M. STEIN et G. WEISS, *ibid.*, 87, 1958, p. 159-172.

(8) On obtient aussi des variantes de R. SALEM-A. ZYGMUND, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 34, 1948, p. 443-447.

(9) $H^{k,a}$ est l'espace des fonctions f telles que $\mathcal{F}^{-1}((1+\xi^2)^{k/2}\mathcal{F}f) \in L^a$, $\mathcal{F}$ désignant la transformation de Fourier, $1 < a < \infty$.

(10) Pour l'interpolation d'opérateurs de $C^{(k)}$ dans L^b, *cf.* E. GAGLIARDO, *Interpolazione di spazi di Banach e applicazioni*, Edizioni Scientifiche, Genova, 1959, p. 1-57.

(11) Semble spécialement adapté à l'interpolation « par rapport au poids »; on peut également retrouver par cette méthode — sans la convexité de la norme — (6), (7).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Formules sommatoires et corps quadratiques : Sur les séries de Hecke.* Note (*) de M. **Pierre Barrucand**, présentée par M. Henri Villat.

Soit θ^2 un entier positif sans diviseur carré et $\equiv 2,3 \pmod 4$ et $\mu = m + n\theta$ un entier quelconque du corps $C(\theta)$ mais $\mu \neq 0$; $\bar\mu = m - n\theta$;

$$N_\mu = |\mu\bar\mu|, \qquad v_a(\mu) = (\operatorname{sgn}\mu\bar\mu)^a \quad (a = 1, 0) \qquad \text{et} \qquad \omega_\mu = \frac{1}{2}\log\left|\frac{\mu}{\bar\mu}\right|.$$

Définissons η, la plus petite solution > 1 dans $C(\theta)$ de $\eta\bar\eta = +1$; $c = \pi/(2\log\eta)$, $q = e^{-2\pi c}$ et construisons un système de fonctions elliptiques à partir de q, $2c = K'/K$. Convenons, en outre,

$$\int_{(z)} = \frac{1}{2\pi i}\int_{z-i\infty}^{z+i\infty} \qquad \text{et} \qquad Z[2K'(x+y)] + Z[2K'(x-y)] + \frac{2x}{K} = \mathfrak{Z}(x, y).$$

La fonction $\mathfrak{Z}(x, y)$ est périodique imaginaire ([1]), car

$$\mathfrak{Z}(x+i, y) = \mathfrak{Z}(x, y).$$

Nous définirons le symbole $\sum\limits_{\mu}^{*}$ par $\sum\limits_{\mu} f(\mu) = \sum\limits_{\mu}^{*}\sum\limits_{l=-\infty}^{+\infty} f(\mu\eta^l)$. En particulier

$$V_{n,a}(s) = \sum_{\mu}^{*} v_a(\mu)\cos 4nc\omega_\mu N_\mu^{-s}.$$

Dans les notations de Hecke :

$$\sum_{\mu}^{*} = \sum_{(\mu)_0} = e(1)\sum_{(\mu)} \qquad \text{et} \qquad V_{n,a}(s) = e(1)\,\zeta(s, \lambda_n v_a) = e(1)\,\zeta(s, \lambda_{-n} v_a) \quad ([2]).$$

Soit maintenant $\alpha_n = n\theta - [n\theta] - 1/2$ et $\varphi(s) = \sum \alpha_n n^{-s}$, la fonction $\varphi(s)$ n'a d'autres singularités que des pôles et est régulière pour P. R. $(s) > 0$. On a

$$(1) \qquad \varphi(s) = \theta\zeta(s-1) - \Phi_0(s) + \Phi_1(s),$$

avec

$$(2) \qquad \Phi_a(s) = \theta c\frac{(2\pi)^{s-2}}{\Gamma(s)}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{\pi V_{n,a}\left(1-\dfrac{s}{2}\right)}{4\sin\pi\left(\dfrac{s}{4}+\dfrac{1-a}{2}+inc\right)\sin\pi\left(\dfrac{s}{4}+\dfrac{1-a}{2}-inc\right)}.$$

De V. P. $\displaystyle\int_0^\infty \frac{x^{s-1}}{x-1}\,dx = -\pi\cot\pi s$ on déduira

$$(3) \qquad \frac{4q^n}{1-q^{2n}}\int_0^\infty \frac{\sin(4nc\log x)}{x^4-1}x^{s-1}\,dx = \frac{\pi}{4\sin\pi\left(\dfrac{s}{4}+inc\right)\sin\pi\left(\dfrac{s}{4}-inc\right)}.$$

Définissons la série absolument convergente

$$E_a(s, \varpi) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{\pi \cos 4nc\varpi}{4 \sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} + inc\right) \sin\pi\left(\frac{s}{4} + \frac{1-a}{2} - inc\right)},$$

on a, ε étant un nombre positif arbitrairement petit,

$$(4) \quad \int_{(-\varepsilon)} E_a(s, \varpi)\, x^{-s}\, ds = \frac{x^{2+2a}}{x^4 - 1}\left[\frac{4}{\pi}\log x + \sum_1^{\infty} \frac{8q^4}{1-q^{2n}} \sin(4nc \log x) \cos 4nc\varpi\right]$$

$$= \frac{2K}{\pi} \cdot \frac{\mathfrak{Z}\left(\frac{\log x}{\pi}, \varpi\right) x^{2+2\alpha}}{x^4 - 1}.$$

Cette fonction est d'ailleurs uniforme à cause de la périodicité de $\mathfrak{Z}(x, y)$. D'autre part dans (2) la série $V_n[1 - (s/2)]$ est absolument convergente si P. R. $(s) < 0$, donc dans ce cas

$$(5) \quad \Phi_a(s) = \frac{c\theta(2\pi)^{s-2}}{\Gamma(s)} \sum_{\mu}{}^{*} v_a(\mu)\, E_a(s, \omega_\mu)\, N_\mu^{-1+\frac{s}{2}}.$$

Maintenant

$$D(x) = \sum_1^{\infty} \alpha_n e^{-2\pi n x} = \int_{(+\varepsilon)} \Gamma(s)\, \varphi(s)\, (2\pi x)^{-s}\, ds = A + \sum_{-\infty}^{+\infty} B_n - D_0 + D_1$$

avec

$$A = \theta\left[\frac{e^{2\pi x}}{(e^{2\pi x} - 1)^2} - \frac{1}{4\pi^2 x^2}\right].$$

B_n étant le résidu du pôle $4\,nic$, on a

$$B_n = \frac{-i\theta c}{8\pi^2} \frac{q^n}{1-q^{2n}} V_{n,1}(1 - 2nic)\, x^{-4nic} \quad \text{sauf} \quad B_0 = \frac{-\theta c}{2\pi^3}\left[2\, V_{0,1}(1) \log x + V'_{0,1}(1)\right]$$

et

$$(6_0) \quad D_0 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}{}^{*} \frac{x^2}{x^4 - N_\mu^2} \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right);$$

$$(6_1) \quad D_1 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}{}^{*} \frac{v_1(\mu)\, x^4}{N_\mu (x^4 - N_\mu^2)} \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right),$$

groupant les termes deux à deux on a aussi

$$D_1 - D_0 = \frac{\theta K'}{4\pi^3} \sum_{\mu}{}^{*} \frac{v_1(\mu)\, x^2}{N_\mu[x^2 + v_1(\mu)\, N_\mu]} \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x - \log\sqrt{N_\mu}}{\pi}, \omega_\mu\right).$$

Définissons

$$M_a(t, \varpi) = \mathcal{G}\int_{(\varepsilon)} \frac{e^{tx}\, \mathfrak{Z}\left(\frac{\log x}{\pi}, \varpi\right) x^{2+2a}\, dx}{x^4 - 1} = \frac{\pi}{2K} \int_{(1+\varepsilon)} \frac{E_a(1-s, \varpi)\, t^{-s}}{\Gamma(1-s)} ds$$

et soit $f(x)$ une fonction décroissante, $F(s)$ sa transformée de Mellin

et $g_a(x) = \int_0^{\infty} M_a(xy)\,[f(y) - f(0)]\,dy$. Nous aurons

$$\sum \alpha_n f(n) = \int_{(\varepsilon)} \theta F(s)\,\zeta(s-1)\,ds + \sum_{-\infty}^{+\infty} B_n^* - \int_{(-\varepsilon)} F(s)\,\Phi_0(s)\,ds$$
$$+ \int_{(-\varepsilon)} F(s)\,\Phi_1(s)\,ds = A^* + \tilde{B} - D_0^* + D_1^*.$$

Le calcul de A^* et de $\tilde{B}$ ne présente aucune difficulté et en général le résidu

$$B_n^* = \frac{-i\theta c}{2}\,\frac{q^n}{1-q^{2n}}\,\frac{F(4nic)(2\pi)^{4nic-2}}{\Gamma(4nic)} \qquad \text{sauf si} \quad n = 0.$$

D'autre part,

$$D_a^* = \sum_{\mu}{}^{*} \frac{c\theta v_a(\mu)}{2\pi\sqrt{N_\mu}} \int_{(1+\varepsilon)} \frac{F(1-s)}{\Gamma(1-s)}\,E_a(1-s,\,\omega_\mu)\,(2\pi\sqrt{N_\mu})^{-s}\,ds$$
$$= \sum_{\mu}{}^{*} \frac{K'\theta}{2\pi^2}\,\frac{v_a(\mu)}{\sqrt{N_\mu}}\,g_a(2\pi\sqrt{N_\mu},\,\omega_\mu).$$

D'où la formule sommatoire

$$(7) \qquad \sum \alpha_n f(n) = A^* + \tilde{B} - \frac{K'\theta}{2\pi^2} \sum_{\mu}{}^{*} \frac{g_0(2\pi\sqrt{N_\mu},\,\omega_\mu)}{\sqrt{N_\mu}} + \frac{K'\theta}{2\pi^2} \sum_{\mu}{}^{*} \frac{v_1(\mu)}{\sqrt{N_\mu}}\,g_1(2\pi\sqrt{N_\mu},\,\omega_\mu).$$

On peut d'ailleurs grouper les termes de $D_1^* - D_0^*$ deux à deux et les conditions que doit remplir la fonction $f(x)$ sont celles de la validité des formules de Poisson, Voronoï, etc. convenablement généralisées.

A partir de la fonction

$$\varphi^*(s) = \sum \beta_n n^{-s} = \theta^{-1}\zeta(s-1) - \theta^{-s}\Phi_0(s) - \theta^{-s}\Phi_1(s) \qquad \left(\beta_n = \frac{n}{\theta} - \left[\frac{n}{\theta}\right] - \frac{1}{2}\right)$$

on construira de la même façon une formule sommatoire par $\sum \beta_n f(n)$.

On observera que les formules (6) rattachent de façon simple les séries de Hecke à la théorie des fonctions elliptiques, ce qui semble nouveau.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) J. GLAISHER, *Messenger*, 15, 1923 p. 92 et suiv.

(2) E. HECKE, *Abhandl. Math. Sem. Hamburg*, 1, 1922, p. 54-76, 117 et suiv.

(3) H. BEHNKE, *Ibid.*, 2, 1923, p. 90, note (6).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une relation de récurrence concernant les nombres de Stirling.* Note (*) de MM. **Dragoslav S. Mitrinović** et **Dragomir Djoković**, présentée par M. Henri Villat.

On démontre la relation (3) qui exprime le nombre S_n^{n-k} $(k < n)$ au moyen des nombres $S_n^{n-\nu}$ $(\nu = 0, 1, \ldots, k-1)$.

1. Dans cette Note il s'agit des nombres de Stirling de première espèce S_n^r, définis par la relation

$$(1)\qquad (x)_n = x(x-1)\ldots(x-n+1) = \sum_{r=1}^{n} S_n^r x^r,$$

avec

$$S_0^0 = 1;\qquad S_n^0 = 0\quad (n \geqq 1);\qquad S_n^r = 0\quad (r > n).$$

Les nombres S_n^r vérifient la relation de récurrence que voici

$$(2)\qquad S_{n+1}^r = S_n^{r-1} - n S_n^r.$$

Nous allons démontrer la relation suivante :

$$(3)\qquad (-1)^k S_n^{n-k} = \frac{1}{k}\binom{n}{k+1}\sum_{\nu=0}^{k-1}(-1)^\nu \frac{n-\nu}{\nu+1}\,\frac{\binom{k+1}{\nu}}{\binom{n}{\nu+1}} S_n^{n-\nu}\qquad (k<n),$$

ou bien

$$(4)\qquad (-1)^{n-m} S_n^m = \frac{1}{n-m}\sum_{\nu=0}^{n-m-1}(-1)^\nu \binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu}\qquad (m<n).$$

2. A partir de l'identité

$$f(x) = x(x-1)\ldots(x-n+1) = \sum_{\nu=0}^{n-1} S_n^{n-\nu} x^{n-\nu},$$

on obtient

$$\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} = \sum_{\nu=0}^{n-m+1}(-1)^{n-m+1-\nu}(n-\nu)(n-\nu-1)\ldots(n-\nu-m+2)\,S_n^{n-\nu}.$$

On en tire

$$(5)\qquad \frac{(-1)^{n-m+1}}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} = \sum_{\nu=0}^{n-m+1}(-1)^\nu\binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu},$$

d'où il s'ensuit

$$(6)\qquad \sum_{\nu=0}^{n-m-1}(-1)^\nu\binom{n-\nu}{m-1} S_n^{n-\nu} = \frac{(-1)^{n-m+1}}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}} f(x)\right]_{x=-1} + (-1)^{n-m}(S_n^{m-1} - m S_n^m).$$

Mettant à profit les relations (2) et (6), on voit que la démonstration

de la formule (4) se réduit à la vérification de la formule

$$(7)\qquad S_{n+1}^{m} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}}f(x)\right]_{x=-1}.$$

Si l'on pose $f(x) = x(x-1)\ldots(x-n+1)$, on admet

$$tf(t-1) = tg(t) = t(t-1)(t-2)\ldots(t-n) = \sum_{\nu=0}^{n} S_{n+1}^{n+1-\nu}\, t^{n+1-\nu}.$$

On en déduit

$$f(t-1) = g(t) = \sum_{\nu=0}^{n} S_{n+1}^{n+1-\nu}\, t^{n-\nu},$$

où le coefficient devant t^{m-1} est le nombre de Stirling S_{n+1}^{m}.

En appliquant la formule de Taylor on obtient

$$(8)\qquad S_{n+1}^{m} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dt^{m-1}}g(t)\right]_{t=0}.$$

Étant donné que $t = x+1$ et $g(x+1) = f(x)$, la formule (8) devient

$$S_{m}^{n+1} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{d(x+1)^{m-1}}g(x+1)\right]_{x=-1} = \frac{1}{(m-1)!}\left[\frac{d^{m-1}}{dx^{m-1}}f(x)\right]_{x=-1}.$$

Par suite, la formule (7) est démontrée et avec elle la formule (3).

3. Les formules fournissant les nombres de Stirling :

$$S_n^{n-k}\quad (\text{pour } k = 1, 2, \ldots, 50 \text{ et } n, \text{ nombre naturel arbitraire})$$

sont obtenues déjà par une autre voie [1] sous la forme

$$S_n^{n-k} = \sum_{\nu=0}^{k-1}\binom{n}{2k-\nu} C_k^{\nu},$$

où les C_k sont définis par

$$C_{k+1}^{\nu} = -(2k-\nu+1)(C_k^{\nu} + C_k^{\nu-1}) \qquad \text{avec}\quad C_1^{\nu} = 0 \quad \text{pour } \nu > 0 \qquad \text{et}\qquad C_1^{0} = -1.$$

L'application de la formule (3) donne le nombre S_n^{n-k} sous la forme

$$S_n^{n-k} = \frac{1}{N_k}\binom{n}{k+1} P_{k-1}(n) \qquad (k \text{ pair}),$$

$$S_n^{n-k} = \frac{1}{N_k}\binom{n}{k+1} n(n-1) Q_{k-3}(n) \qquad (k \text{ impair}),$$

où N_k présente un nombre naturel bien déterminé variant avec k, et $P_r(n)$, $Q_r(n)$ des polynomes en n du degré r, à coefficients nombres entiers qui varient avec r.

(*) Séance du 14 mars 1960.

[1] D. S. Mitrinović, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1754; D. S. Mitrinović et R. S. Mitrinović, *Publications de la Faculté d'Électrotechnique*, Belgrade, série : Mathématiques et physique, n° 34, 1960, p. 1-23. [Dans ces articles sont indiqués les nombres $S_n^{n-\nu}$ pour $\nu = 1, \ldots, 32$, tandis que ces nombres pour $\nu = 33, \ldots, 50$ seront bientôt publiés dans un prochain article qui sera inséré dans les *Publications*, plus haut mentionnés.]

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Solutions presque périodiques des équations hyperboliques.* Note (*) de M. **Samuel Zaidman**, présentée par M. Jacques Hadamard.

En poursuivant les recherches de l'auteur [1], [2], on donne des conditions suffisantes pour la presque-périodicité des solutions de l'équation des ondes non homogène et des « télégraphistes ». On considère aussi des solutions distributions vectorielles presque périodiques de ces équations.

Introduction. — Soit Ω un domaine *borné* de R^n, à frontière régulière S. Soit

$$L\varphi = \sum_{i,j=1}^{n} \frac{\partial}{\partial x_i}\left[a_{ij}(X)\frac{\partial\varphi}{\partial x_j}\right] - a(X)\varphi, \qquad X = (x_1, \ldots, x_n),$$

où

$$a(X) \geq 0, \qquad a_{ij}(X) = \bar{a}_{ji}(X), \qquad \sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(X)t_i\bar{t}_j \geq \alpha\sum_{1}^{n}|t_i|^2, \qquad \alpha > 0,$$
$$a_{ij}(X) \in C^1(\overline{\Omega}), \qquad a(X) \in C^0(\overline{\Omega}).$$

Soit $\tilde{L}$ (à domaine $\mathcal{D}_{\tilde{L}} = N$), l'extension auto-adjointe de L, défini premièrement sur l'ensemble M des fonctions complexes $\varphi(X)$ de $C^2(\overline{\Omega})$, nulles sur S. Soit aussi $H_{-\tilde{L}}$ l'espace obtenu en complétant M dans la métrique

$$[\varphi, \varphi] = (-L\varphi, \varphi) = \int_{\Omega}\left\{\sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(X)\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial x_j} + a(X)|\varphi|^2\right\}dX.$$

On a

$$N \subset H_{-\tilde{L}} \subset H^0 \equiv L^2(\Omega).$$

On sait [Bochner-von Neumann-Sobolev [3], [4], [5], *voir* aussi [2]], que toute solution forte $\vec{u}(t)$ de

$$\text{(i)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u}(t),$$

définit un vecteur $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ qui est presque périodique (p. p.) de $R \equiv [-\infty, +\infty]$ à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$. On sait aussi [2] que si $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0, alors tout vecteur $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ formé à partir d'une solution forte $\vec{u}(t)$ de

$$\text{(ii)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u}(t) + \vec{f}(t)$$

s'il est contenu dans un compact de $H_{-\tilde{L}} \times H^0$, est aussi p. p. de R à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$.

En suivant des suggestions de J. L. Lions j'ai obtenu :

a. Une condition effective sur $\vec{f}(t)$ p. p., pour que toute solution de (ii) engendre un vecteur p. p. de R à $H_{-\tilde{L}}\times H^0$ (§ 1 à suivre).

b. Des généralisations de toutes ces propriétés au cas des solutions-distributions vectorielles des équations (i) et (ii) [Schwartz (6), Lions (7), (8)]. On a obtenu ainsi des applications pratiques des distributions presque périodiques de L. Schwartz, qui dit dans (9) (p. 6) :

« J'ignore si ces distributions (p. p.) peuvent avoir des usages pratiques » (§ 2 à suivre).

c. Enfin j'ai considéré aussi le problème des solutions, fortes ou en distributions vectorielles, presque périodiques, de l'équation

$$\text{(iii)}\qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2}=\tilde{L}\vec{u}-\gamma\frac{d\vec{u}}{dt}+\vec{f}(t),$$

$\gamma > 0$ étant assez petit, et $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0 [le cas périodique est considéré par Prodi (10)].

1. On sait [Bochner (11)] que si $\vec{f}(t)$ est p. p. de R à H^0 on a $\vec{f}(t)\sim\sum_1^\infty \vec{A}_n e^{i\Lambda_n t}$, $(\Lambda_n)_1^\infty$ étant le « spectre » dénombrable de $\vec{f}(t)$.

On a le

THÉORÈME 1. — *Soit $\vec{f}(t)$ p. p. de* R *à* H^0, *à dérivée continue, ayant le « spectre »* $(\Lambda_n)_1^\infty$. *Soit* $(\lambda_i)_1^\infty$ *le spectre (valeurs propres) de l'opérateur auto-adjoint* $\tilde{L}$ (12) *qui a été défini dans l'Introduction. Supposons qu'aucun des nombres* $\pm\sqrt{|\lambda_i|}$ *ne soit dans l'adhérence de* $(\Lambda_n)_1^\infty$ (13). *Alors, si* $\vec{u}(t)$ *vérifie* (ii) $d^2\vec{u}/dt^2=\tilde{L}u+\vec{f}(t)$, *le vecteur* $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ *est p. p. de* R *à* $H_{-\tilde{L}}\times H^0$.

Dans la démonstration on utilise l'extension naturelle d'un théorème de Favard concernant la presque-périodicité de l'intégrale d'une fonction p. p. qui n'a pas 0 comme point-limite du « spectre ». On peut montrer par un exemple que, même s'il n'y a pas la résonance proprement dite (13), mais il y a des $\pm\sqrt{|\lambda_i|}$ appartenant à l'adhérence de $(\Lambda_n)_1^\infty$ (résonance approximative), il est possible qu'*aucune* solution de (ii) ne soit p. p.

2. On appelle distribution vectorielle (D. V.) « à valeurs » dans un espace de Banach E [$T\in\mathcal{D}'(t, E)$] tout élément de $\mathcal{L}(\mathcal{D}, E)$ [*voir* (6), (7), (8)]. On appelle D. V. *bornée* [$T\in D'_{L^\infty}(t, E)$] tout élément de $\mathcal{L}(\mathcal{D}_{L^1}, E)$ (14) et D. V. « contenue dans un compact » [$T\in\mathcal{D}'^{c}_{L^\infty}(t, E)$] tout opérateur compact de $\mathcal{D}_{L^1}$ (14) à E. Enfin, une D. V. de $\mathcal{D}'(t, E)$, T, est presque périodique [appartienne à $\mathcal{D}'^{\infty}_{L\,\mathrm{p.p.}}(t, E)$] si elle est de $\mathcal{D}'_{L^\infty}(t, E)$ et si l'ensemble des translatées $(\mathcal{C}_h T)$ est relativement compact dans $\mathcal{D}'_{L^\infty}(t, E)$ (avec la topologie de convergence uniforme sur les parties bornées de $\mathcal{D}_{L^1}$).

Observons que l'ensemble $N\equiv\mathcal{D}_{\tilde{L}}$ est un espace de Hilbert complet

dans la norme $\|\varphi\|_{N}^{2} = \|\varphi\|_{H_{-\tilde{L}}}^{2} + \|\tilde{L}\varphi\|_{H^0}^{2}$. On a alors, par extension du théorème de Bochner-von Neumann-Sobolev [*voir* aussi la Note III de Sobolev ([5])], le

Théorème 2. — *Si* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *et vérifie* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T$ *alors* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$ *et* $dT/dt \in D'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$.

Pour les équations non homogènes on a, par l'extension de ([2]), le

Théorème 3. — *Soit* $U \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$ *et* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *vérifiant l'équation* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T + U$. *Alors, si* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_c}(t, H_{-\tilde{L}})$ *et* $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_c}(t, H^0)$, *on a de plus* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$, $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$.

On peut donner aussi l'extension aux D. V. du théorème 1 ci-dessus.

Dans les théorèmes 2 et 3, l'outil essentiel dans les démonstrations est la régularisation $T \star \alpha$, avec $\alpha \in \mathcal{D}$ et l'usage des théorèmes sur les solutions fortes.

3. Considérons l'équation

$$\text{(iii)} \qquad \frac{d^2\vec{u}}{dt^2} = \tilde{L}\vec{u} - \gamma\frac{d\vec{u}}{dt} + \vec{f}(t), \qquad \frac{\gamma^2}{4} + \mu = \beta < 0, \qquad \gamma > 0,$$

μ étant le plus grand nombre tel que $(\vec{L}\varphi, \varphi) \leq \mu(\varphi, \varphi)$, $\varphi \in N$. Si $\vec{f}(t) \equiv \Theta$ les solutions $\vec{u}(t)$ tendent vers Θ quand $t \to +\infty$. Si $\vec{f}(t) \not\equiv \Theta$ est p. p. de R à H^0, il y a une solution $\vec{u}(t)$ de (iii) et une seule, telle que $[\vec{u}(t), d\vec{u}/dt]$ est p. p. de R à $H_{-\tilde{L}} \times H^0$. On a aussi le

Théorème 4. — *Soit* $U \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$. *Alors il existe une distribution unique* $T \in \mathcal{D}'(t, N)$ *et* $T \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H_{-\tilde{L}})$ *avec* $dT/dt \in \mathcal{D}'_{L^\infty_{p.p.}}(t, H^0)$, *vérifiant* $d^2T/dt^2 = \tilde{L}T - \gamma(dT/dt) + U$.

La démonstration présente une certaine analogie avec les raisonnements de ([8]) (p. 57-58).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Rend. Matem e appl.*, 5e série, 16, 1957, p. 197-206.

(2) *J. Math. and Mech.*, 8, 1959, p. 369-382.

(3) *Acta Math.*, 62, 1934, p. 227-237.

(4) *Ann. Math.*, 36, 1935, p. 235-290.

(5) *D. A. N. S. S. S. R.*, 48, n° 8, 1945, p. 570; n° 9, p. 646; 49, n° 1, p. 12.

(6) *Ann. Inst. Fourier*, 7, 1957, p. 1-141.

(7) *Acta Math.*, 94, 1955, p. 13-153.

(8) *Techn. Report*, 1, Lawrence, Kansas, June 1957.

(9) *Théorie des Distributions*, II, Paris, Hermann, 1951.

(10) *Ann. di Matem.*, 42, 1956, p. 25-49.

(11) *Acta Math.*, 61, 1933, p. 149-184.

(12) L'inverse $\tilde{L}^{-1}$ est compact.

(13) Cela implique aussi $\Lambda_n \neq \pm\sqrt{|\lambda_i|}$ pour tout *n* et *i*.

(14) $\mathcal{D}_{L^p}$ est l'espace de Schwartz introduit dans ([9]) (p. 55).

(15) Si E, F sont deux espaces de Banach, $T \in \mathcal{D}'(t, E)$ et $A \in \mathcal{L}(E, F)$, alors $AT \in \mathcal{D}'(t, F)$ est définie par $\langle AT, \varphi \rangle = A\langle T, \varphi \rangle$, $\varphi \in \mathcal{D}$. Donc, vu que $\tilde{L} \in \mathcal{L}(N, H)$, $\tilde{L}T$ a un sens.

RECHERCHE OPÉRATIONNELLE. — *Extremum d'une somme ou d'un produit de fonctions.* Note (*) de M. **Jean Bertrais**, présentée par M. Camille Gutton.

Soit à obtenir un certain résultat a, en donnant à une variable x, des valeurs x_i, choisies arbitrairement mais telles que

$$\sum_1^n x_i = a. \tag{1}$$

Soit $f(x)$ une fonction réelle, continue, dérivable de la variable x, dans l'intervalle de variation (o, a).

Le résultat x_i est obtenu par chaque étage i, en mettant en œuvre la fonction $f(x_i)$.

On se propose de déterminer la suite des valeurs x_i et le nombre d'étages n de telle sorte qu'on ait un extrémum de la somme

$$\sum_1^n f(x_i) = f(x_1) + f(x_2) + \ldots + f(x_n). \tag{2}$$

Le choix des x_i qui correspond à l'extrémum constitue une politique optimale.

Lorsque la condition (1) est réalisée et qu'on a choisi la politique optimale on a

$$F_n(a) = \text{Extrémum} \sum_1^n f(x_i). \tag{3}$$

On va établir une relation de récurrence en appliquant la méthode indiquée par Bellman [1].

Lorsque x est choisi arbitrairement pour l'étage n, si l'on a appliqué une politique optimale aux étages précédents on a

$$F_{n-1}(a - x) = \text{Extr.} \sum_1^{n-1} f(x_i), \qquad \text{avec} \quad \sum_1^{n-1} x_i = a - x. \tag{4}$$

En tenant compte de (3) et (4), on obtient la relation de récurrence

$$F_n(a) = \text{Extr.}[f(x) + F_{n-1}(a - x)], \tag{5}$$

avec

$$F_1(a) = f(a). \tag{6}$$

La relation de récurrence (5) permet de calculer de proche en proche les valeurs de x qui, pour n étages donnent la politique optimale.

En effet, on a

$$F_2(a) = \text{Extr.}[f(x) + F_1(a-x)] \tag{7}$$

ou en vertu de (6) :

$$F_2(a) = \text{Extr.}[f(x) + f(a-x)].$$

En annulant la dérivée du deuxième membre, on obtient la condition d'extrémum

$$f(x) = f'(a-x),$$

d'où l'on tire

$$x = \frac{a}{2}. \tag{8}$$

La valeur de l'extrémum est alors

$$F_2(a) = 2f\left(\frac{a}{2}\right). \tag{9}$$

En procédant par récurrence, on voit sans peine qu'on obtient pour n étages, la politique optimale suivante :

$$x_1 = x_2 = \ldots = x_n = \frac{n}{a} \tag{10}$$

et l'extrémum a pour valeur

$$F_n(a) = nf\left(\frac{a}{n}\right). \tag{11}$$

Conclusion. — La politique optimale est obtenue en prenant tous les étages identiques; la grandeur a est obtenue en prenant n étages donnant chacun a/n.

Détermination de n. — Si n n'est pas imposé, on peut la déterminer en cherchant l'extrémum de (11).

Corollaire I. — *Les résultats précédents s'appliquent lorsque les diverses valeurs que peut prendre la variable sont soumises à la condition*

$$\prod_1^n y_i = b, \tag{12}$$

en effet, en posant

$$x_i = \log y_i \quad \text{et} \quad a = \log b,$$

on est ramené à la condition (1).

L'extrémum est obtenu pour des étages identiques correspondant chacun à la grandeur $y = b^{1/n}$.

Corollaire II. — *La politique optimale qui donne un extrémum du produit*

$$\prod_s^n f(x_i) \tag{13}$$

lorsque l'une ou l'autre des conditions $\sum_1^n x_i = a$ *ou* $\prod_1^n x_i = b$ *est satisfaite*

est obtenue en prenant

$$x_1 = x_2 = \ldots = x_n.$$

En effet, si la fonction (17) *a un extrémum, il en est de même de son logarithme, on est donc ramené à chercher l'extrémum de*

$$\sum_1^n g(x_i), \qquad \text{avec} \quad g(x_i) = \log f(x_i),$$

donc au premier cas.

Les résultats précédents s'appliquent chaque fois qu'on peut assurer une fonction avec plusieurs étages de même nature.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) BELLMAN, *Dynamic Programming*, Princeton University Press, 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Action d'un champ électrostatique uniforme sur l'orientation de lamelles d'aluminium en suspension dans un gaz.* Note (*) de MM. **Joseph-Maurice Bourot, Raymond Brun** et **Bernard Morillon**, présentée par M. Henri Villat.

Lorsque des lamelles d'aluminium sont mises en suspension dans un écoulement pour le visualiser, le flux lumineux qu'elles réfléchissent sur l'objectif photographique dépend beaucoup de leur orientation. Or, celle-ci subit, en général, des variations, parfois liées à certaines particularités de structure de l'écoulement, que par suite elles permettent de déceler (1), mais qui, en d'autres cas, sont principalement dues à l'irrégularité des formes des lamelles et ne font que nuire à la qualité des clichés (2) : il est alors souhaitable d'éliminer ces effets d'orientation, dont la figure 1, qui visualise la vibration d'un tuyau sonore, donne un exemple.

L'orientation d'une lamelle est le plus favorable à la visualisation, quand la normale n à son plan coïncide avec la bissectrice B de l'angle formé par la direction d'éclairement et la direction d'observation. En vue de nous rapprocher de cet optimum, nous avons établi, dans la zone à visualiser, un champ électrostatique $\vec{E}_0$, capable d'exercer, sur les particules, un couple d'orientation suffisamment grand pour s'opposer aux rotations d'origine aérodynamique.

Pour fixer les ordres de grandeur, considérons une particule ellipsoïdale en suspension dans l'air. En désignant par a_1, a_2, a_3 les demi-axes de l'ellipsoïde et par E_1, E_2, E_3 les projections du champ $\vec{E}_0$, les moments du couple, par rapport à ces mêmes axes, résultent de la formule suivante, où les indices peuvent être permutés circulairement :

$$C_1 = \frac{8\pi}{3} E_2 E_3 \left(\frac{1}{A_2} - \frac{1}{A_3} \right).$$

Les coefficients A_i dépendent de la particule et s'expriment ainsi :

$$A_1 = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(\lambda + a_1^2)^{\frac{3}{2}} (\lambda + a_2^2)^{\frac{1}{2}} (\lambda + a_3^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Le couple s'annule quand l'un des axes de l'ellipsoïde est dirigé suivant $\vec{E}_0$, mais l'équilibre n'est stable que s'il s'agit du grand axe. Les formules permettent tous les calculs nécessaires; les intégrales s'explicitent lorsque l'ellipsoïde est de révolution, si bien qu'on peut traiter complètement le cas d'une particule de forme voisine d'un disque circulaire (ellipsoïde très aplati) ou de forme aciculaire (ellipsoïde très allongé).

Calculons, par exemple, le moment du couple maximal que subit une particule en forme d'ellipsoïde aplati ($a_1 = a_2 = 10^{-3}$ cm; $a_3 = 10^{-4}$ cm),

en suspension dans l'air et soumise à un champ de 1 000 V/cm : nous trouvons une valeur de 4.10^{-8} C. G. S., ordre de grandeur qu'il paraît légitime d'étendre à des particules de dimensions comparables, mais de formes quelconques.

La lamelle orientera donc sa plus grande dimension suivant $\vec{E}_0$, pourvu que ce champ soit assez intense pour vaincre les effets d'orientation des forces aérodynamiques. Or, pour les cas usuels, les moments de ces forces, pris au centre de gravité de la particule, dépassent rarement 10^{-9} C. G. S. ([3]).

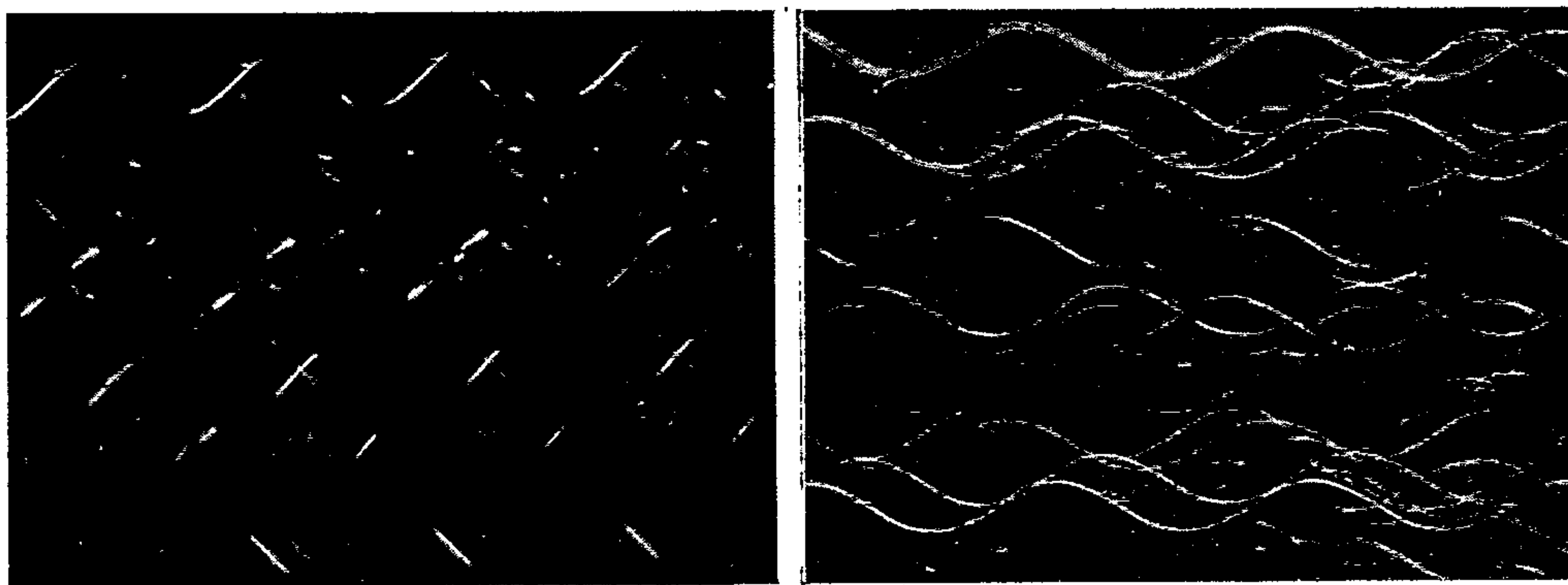


Fig. 1. Fig. 2.

Vibration de l'air dans un tuyau sonore, visualisée au moyen de lamelles d'aluminium.

En l'absence de champ électrostatique.

En présence d'un champ électrostatique convenable.

Par suite, un champ de l'ordre de 1000 V/cm, facilement réalisable, doit pratiquement suffire à orienter toutes les lamelles; l'expérience confirme cette conclusion.

Dans l'application aux visualisations d'écoulements, nous créons un champ $\vec{E}_0$ normal à la bissectrice B des directions d'éclairement et d'observation. Toutefois, l'orientation optimale de la lamelle n'est pas entièrement assurée, puisque la direction de sa plus grande dimension est seule imposée; les actions aérodynamiques interviennent donc encore pour achever de fixer l'orientation.

Le bénéfice n'en est pas moins considérable. En effet, la quantité de lumière renvoyée vers l'objectif dépend seulement, en première approximation, de l'angle α de la normale n avec la bissectrice B ([2]). Or, quand le champ est établi, les lamelles pour lesquelles cet angle est inférieur à une valeur α_0 deviennent, en moyenne, G fois plus nombreuses, avec

$$G = \frac{2\alpha_0}{\pi(1 - \cos\alpha_0)}.$$

En particulier, la présence du champ augmente beaucoup le nombre des lamelles dont l'orientation diffère peu de l'optimum.

L'expérience vérifie ces prévisions. La figure 2 représente la vibration d'un tuyau sonore, dans des conditions analogues à celles de la figure 1, mais avec application du champ électrostatique. Les effets d'orientation sont très atténués et l'on peut suivre la plupart des lamelles tout le long de leurs trajectoires. L'emploi de particules de carbonate de magnésium, non lamellaires, donne des clichés comparables sans intervention d'un champ, mais il nécessite un éclairement beaucoup plus intense (3).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Foch et Ch. Chartier, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1163; J. M. Bourot et J. J. Moreau, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1628.

(2) J. M. Bourot, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 226, 1949.

(3) J. M. Bourot, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 264, 1952.

(*Laboratoire de Mécanique des Fluides, Poitiers.*)

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Détermination des lignes d'influence des déformations dans les structures complexes par la méthode des vibrations forcées.* Note (*) de M. **Armand Giet**, présentée par M. Maurice Roy.

Comme indiqué précédemment [1], la méthode des vibrations forcées permet de mesurer directement la rigidité d'une structure complexe, rapport entre l'intensité d'une force appliquée en un point de la structure et la projection du déplacement réel de ce point sur la direction de cette force. Mais, ceci ne renseigne pas sur la déformation d'ensemble.

Une modification des conditions expérimentales dans l'application de la méthode des vibrations forcées conduit à la mesure directe des coefficients d'influence mutuelle de Maxwell-Betti et permet le tracé expérimental des lignes d'influence des déformations, et par suite la détermination de la déformation d'ensemble d'une structure complexe sous l'effet d'actions extérieures quelconques.

La méthode visée est la suivante.

Deux systèmes oscillants identiques sont placés en A sur une structure (dans l'exemple, une tige verticale encastrée en C et libre en A, *fig.* 1).

Dans des conditions convenables de lancement [2], on observe entre les deux systèmes oscillants des battements dont la période τ_{AA} est liée à la rigidité K_{AA} et au coefficient d'influence α_{AA} en A par la relation

$$K_{AA} = \lambda\tau_{AA} + \mu = \frac{1}{\alpha_{AA}},$$

où μ et λ sont deux constantes dont les valeurs ne dépendent que des caractéristiques des systèmes oscillants.

Laissant l'un des systèmes oscillants en A, nous plaçons l'autre en un point B quelconque de la structure (*fig.* 2). L'expérience et le calcul montrent que si le système oscillant lié en B est au repos et si l'on abandonne celui lié en A sous son amplitude maximale et sans vitesse initiale, il n'y a plus transmission intégrale de l'énergie entre les deux systèmes, mais seulement transmission d'une fraction de cette énergie, fraction d'autant plus grande que, le rapport des déformations de la structure en A et B est plus voisin de l'unité.

Il y a du reste réciprocité, et le même phénomène se produit dans le cas où, le système lié en A étant au repos, on abandonne l'autre lié en B sous son amplitude maximale et sans vitesse initiale.

Dans cette expérience, seul le système oscillant qui joue au début de l'expérience le rôle de récepteur éprouve des arrêts à des intervalles de temps égaux, tandis que celui qui joue le rôle de moteur éprouve des variations d'amplitude qui présentent des minimums mais ne s'annulent pas. Il est possible d'obtenir des arrêts nets des deux systèmes oscillants

en modifiant l'énergie, soit du moteur, soit du récepteur mais, au point de vue expérimental, il est plus simple de modifier celle du système oscillant lié en B.

Cette modification s'effectue d'une façon simple et, pour des pendules de gravité, il suffit d'augmenter la distance du centre d'inertie à l'axe d'oscillation en abaissant la masse du pendule lié en B.

Après cette modification, on observe des battements entre les deux systèmes oscillants dont la durée est τ_{AB}. Il y a encore réciprocité, c'est-à-dire que le phénomène est le même ($\tau_{AB} = \tau_{BA}$) quel que soit le système oscillant jouant, au départ, le rôle de moteur.

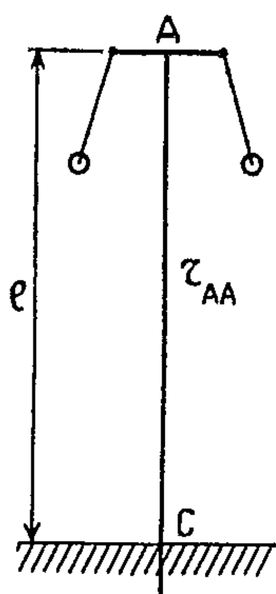


Fig. 1

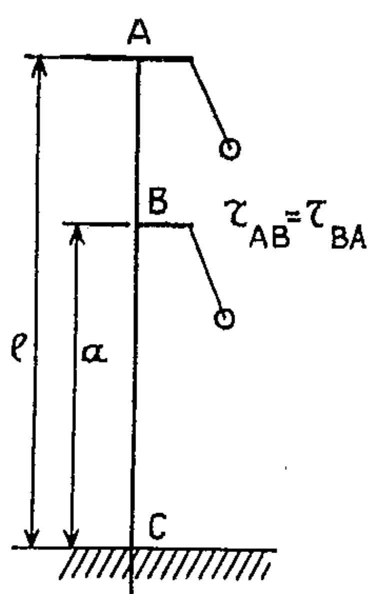


Fig. 2

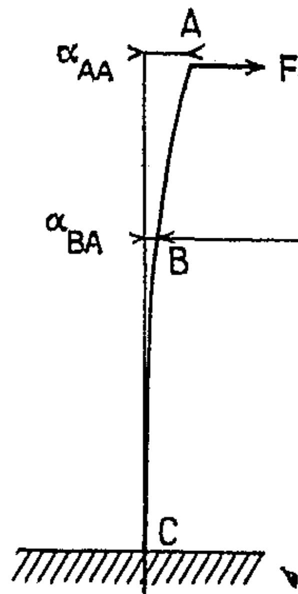


Fig. 3

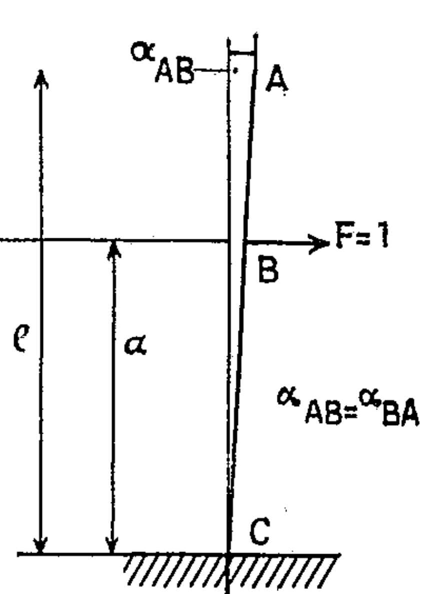


Fig. 4

L'expérience et le calcul conduisent à un résultat fort simple car, si l'on désigne par $\alpha_{AB} = \alpha_{BA}$ le coefficient d'influence mutuelle de Maxwell-Betti, en A et B, ce résultat s'exprime :

$$\frac{\tau_{AB}}{\tau_{AA}} = \frac{\alpha_{AA}}{\alpha_{AB}}.$$

Or, α_{AA} est déterminé par la première expérience ainsi que τ_{AA}, et la mesure de τ_{AB} donne le coefficient d'influence α_{AB}.

Il est alors possible, par la mesure directe des temps de battement tels que τ_{AB} en divers points ou sections d'une structure de complexité quelconque, de déterminer les coefficients d'influence mutuelle entre ces points ou sections. Le théorème de réciprocité de Maxwell-Betti permet ensuite de construire les lignes d'influence des déformations et de déterminer la déformation d'ensemble.

Le tableau ci-après indique les résultats obtenus, sur une tige d'acier cylindrique encastrée en C et placée verticalement, à l'aide de deux pendules de gravité. La longueur CA de cette tige est de 118 cm, et la position du point B est repérée à partir de l'encastrement par la cote a.

On constate que τ_{AB}/τ_{AA} croît légèrement plus vite que le rapport α_{AA}/α_{AB} calculé. Mais, il faut remarquer que les coefficients d'influence théoriques

qui figurent dans ce tableau ont été calculés sans tenir compte des liaisons qui existent entre la tige et les supports des pendules, en particulier en B. Or, ces liaisons ont pour effet de diminuer légèrement les coefficients α_{AB} par rapport à leurs valeurs théoriques et relèvent le rapport calculé précédent.

Valeurs de a (cm).	Rapport des coefficients d'influence calculés $\left(\frac{\alpha_{AA}}{\alpha_{AB}}\right)$.	Rapport des temps de battements mesurés $\left(\frac{\tau_{AB}}{\tau_{AA}}\right)$.
118	1	1
100	1,30	1,31
90	1,35	1,57
80	1,89	1,94
70	2,37	2,46
60	3,13	3,26
50	4,36	4,51
40	6,59	6,75

La méthode modifiée qui précède est applicable à toute structure isostatique ou hyperstatique, et permet l'étude et la détermination du potentiel élastique ainsi que des liaisons hyperstatiques, ouvrant ainsi la voie à un contrôle de la validité de certaines hypothèses admises en résistance des matériaux.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3533.

(2) *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 336; 196, 1933, p. 536; 227, 1948, p. 37; 229, 1949, p. 1123.

ASTRONOMIE. — *Détermination de la polhodie chandlérienne par un seul observatoire.* Note de M. **Bernard Guinot** et Mlle **Suzanne Débarbat**, présentée par M. André Danjon.

L'analyse des mesures de temps et de latitude effectuées à l'Observatoire de Paris permet d'isoler le terme chandlérien du mouvement du pôle.

Les résultats que nous donnerons ont été obtenus avec l'astrolabe impersonnel A. Danjon, modèle O. P. L. de l'Observatoire de Paris, et pour une faible part, avec le petit astrolabe prototype (de 1956,2 à 1956,6). Ils prolongent et complètent ceux de deux Notes précédentes (1), (2).

Dans ces Notes on avait montré que les termes périodiques du temps universel brut TUO (1) et de la latitude φ (2) pouvaient se représenter très simplement par un terme annuel qui se reproduit identiquement chaque année et par un terme de Chandler sinusoïdal.

L'analyse des données de l'observation a été reprise sur des intervalles plus longs dont nous donnerons les limites ci-après. La méthode générale d'analyse des termes périodiques consiste à faire les différences de TUO et de φ à un an d'intervalle. Ces différences ont une variation sinusoïdale en fonction du temps, dont la période est celle du terme de Chandler. L'amplitude et la phase se déduisent de l'amplitude et de la phase de la sinusoïde des différences. La période a été estimée graphiquement, puis l'amplitude et la phase ont été calculées par la méthode des moindres carrés.

1. *Analyse de TUO.* — M. A. Danjon a montré (3), (4) que la variation non périodique de TUO rapportée à l'étalon au césium d'Essen et Parry pouvait être représentée par un polynome du troisième ordre en θ, θ étant le temps compté à partir d'une certaine origine. La formule qu'il a utilisée (1) est

$$419\theta + 95\theta^2 - 28\theta^3,$$

θ étant exprimé en années et les coefficients en millisecondes [rapportés à la fréquence du césium de Markowitz, Hall, Essen et Parry (5)]. Cette formule est restée valable de 1956,2 à 1959, 55. Les deux extrémités de cette période sont marquées par des changements considérables de la durée du jour, changements qui ne peuvent être représentés d'une manière analytique simple.

En utilisant cette variation de TUO, on a calculé les termes périodiques. La composante chandlérienne du mouvement du pôle, projetée sur un méridien perpendiculaire au méridien de Paris, vers l'Ouest, a pour forme

$$V = 0'',23 \cos \frac{2\pi}{1,20}(t - 1956,05),$$

t étant le temps compté en années.

A partir de cette valeur et du terme annuel trouvé (qui est la somme de la variation annuelle de la longitude et de la variation saisonnière de la vitesse de la rotation terrestre), on a amélioré les coefficients du polynome en θ. L'ajustement par la méthode des moindres carrés a donné pour coefficients de θ, θ^2 et θ^3 :

$$417,9 \pm 09, \quad 95,3 \pm 1,3, \quad -28,0 \pm 0,5.$$

Il n'est pas utile de pousser plus loin les approximations et de calculer une nouvelle valeur de V. La figure 1 *a* montre les écarts des valeurs

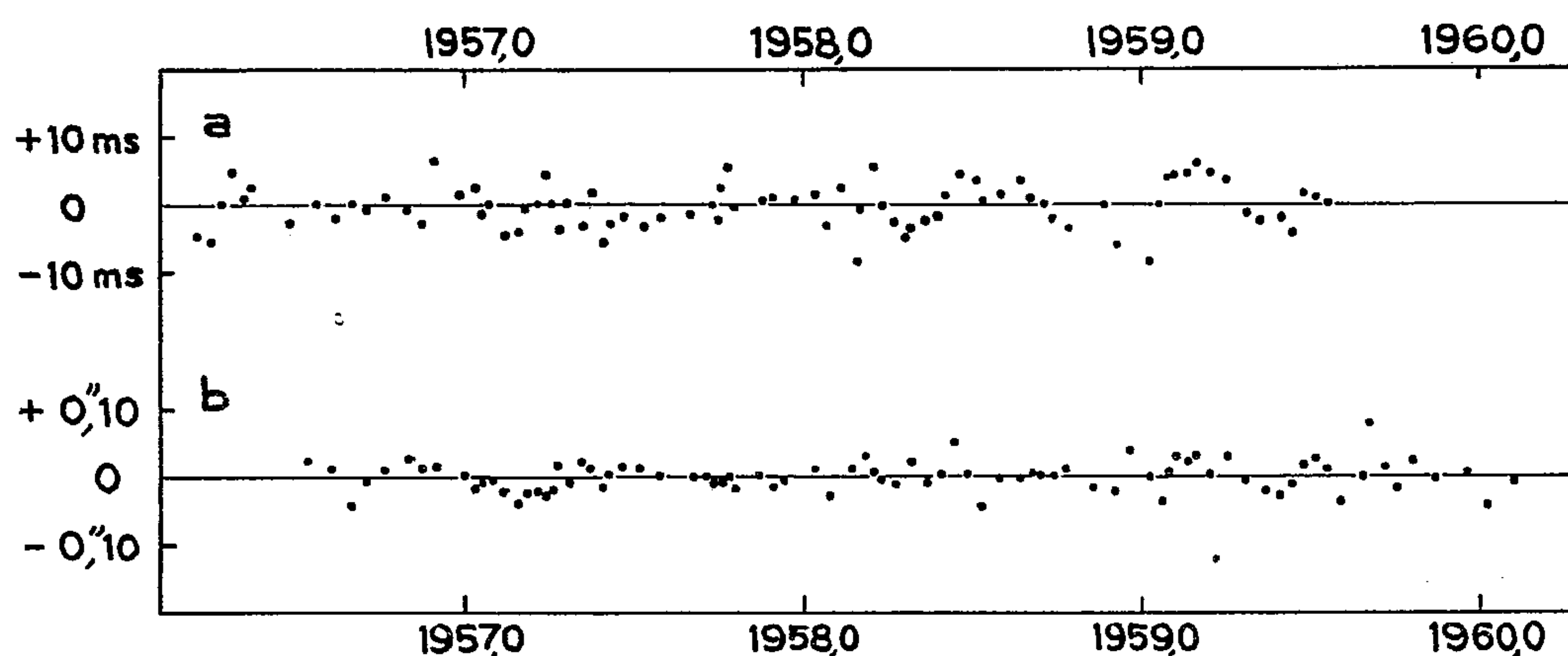


Fig. 1. — *a*. Différence entre TUO observé et TUO calculé.
b. Différence entre la latitude observée et la latitude calculée.

observées et des valeurs calculées par ces formules, dans l'hypothèse d'un terme annuel de forme invariable.

2. *Analyse de la latitude.* — On peut, en première approximation négliger les termes non périodiques. Mais après itération, on a trouvé que la meilleure représentation de la variation de la latitude, de 1956,5 à 1960,0 pouvait s'obtenir avec une composante du mouvement de Chandler dirigée suivant le méridien de Paris de la forme

$$U = 0'',22 \sin \frac{2\pi}{1,20}(t - 1956,04)$$

et en outre une variation linéaire de la forme

$$L = 0'',008\, t.$$

La figure 1 *b* montre les écarts entre les valeurs observées et calculées. Comme dans la figure 1 *a*, les écarts ont parfois une allure systématique, mais ils restent petits et il n'apparaît pas de périodicité.

La variation progressive de la latitude mesurée est réelle. Rien ne permet de savoir si elle est d'origine polaire ou non. Parmi les causes de variation, on peut écarter les erreurs sur les mouvements propres : ces

erreurs devraient être d'une grandeur invraisemblable pour des étoiles fondamentales.

Il est remarquable que la rotation de la Terre et la latitude se laissent représenter aussi simplement. Des tentatives d'analyse de mesures antérieures de la latitude, par les méthodes utilisées dans ce travail, ont montré que généralement le phénomène est plus complexe. L'avenir nous dira si nous nous trouvons dans une période exceptionnelle. En particulier nous saurons quand et comment le terme de Chandler aura changé.

On remarque d'autre part, que la violente perturbation de la vitesse de rotation de la Terre survenue en 1959,55 ([4]) n'a pas déplacé l'axe de rotation d'une manière appréciable.

Les deux composantes de la nutation de Chandler, calculées de manières totalement indépendantes, sont sensiblement en quadrature. La différence de $0'',01$ de leurs demi-amplitudes n'est pas significative. Étant donnée la petitesse des écarts en amplitude et en phase, on obtient les projections sur les axes habituels X et Y de la polhodie en ajoutant 0,007 an aux facteurs de $2\pi/1,20$. Les dates définissant la phase deviennent alors

pour X : 1956,033,
pour Y : 1956,043.

Grâce aux progrès des horloges, l'étude de la polhodie chandlérienne est accessible à un seul observatoire. Il est souhaitable que les résultats individuels soient publiés et comparés.

(1) A. Danjon, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 206.
(2) B. Guinot, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 39.
(3) A. Danjon, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2061.
(4) A. Danjon, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1399.
(5) *Nature*, 181, 1958, p. 1054.

(*Observatoire de Paris.*)

RADIOASTRONOMIE. — *Sur la structure des types IV. Les orages-continuum.* Note (*) de Mme **Monique Pick-Gutmann**, présentée par M. André Danjon.

On distingue deux phases dans l'évolution des sursauts de type IV. On étudie plus particulièrement les propriétés des continuums de longue durée qui se rattachent à la deuxième phase.

Il semble que l'on puisse distinguer deux phases distinctes dans l'évolution des sursauts que l'on classe dans la catégorie des types IV et qui sont caractérisés notamment par l'apparition d'un continuum observable sur ondes métriques [(1) à (4)].

Dans une première phase dont la durée excède rarement un quart d'heure, le rayonnement continu se produit toujours sur ondes centimétriques et décimétriques et peut atteindre parfois le domaine des ondes métriques. Cette phase intéresse essentiellement le domaine des ondes courtes.

Dans la deuxième phase, le continuum se produit essentiellement sur ondes métriques; il ne s'étend qu'exceptionnellement vers les hautes fréquences. Cette émission peut durer de quelques dizaines de minutes à 1 ou 2 jours dans les cas exceptionnels. Souvent elle se forme avant la fin de la première partie et il peut être difficile de distinguer nettement son début (1).

La première partie du type IV est identifiable aux grands sursauts centimétriques et l'on peut se demander d'ailleurs si la plupart des sursauts centimétriques de faible intensité ne sont pas de même nature. Toutefois, on peut vérifier que les sursauts centimétriques ont d'autant plus de chance d'être accompagnés d'un continuum observable sur ondes métriques qu'ils sont plus énergiques (5).

Si l'on considère les sursauts centimétriques les plus importants observés au cours de l'Année Géophysique, dont il a été question dans une Note précédente (6), on constate que sur 47 sursauts d'énergie supérieure à 10^{-17} J/m^2/c/s et dont on a pu vérifier que le spectre s'étend jusqu'aux ondes métriques, 30 (soit 64 %) sont suivis d'une seconde phase; cette proportion atteint 86 % pour les sursauts d'énergie supérieure à 10^{-16} J/m^2/c/s.

La deuxième phase du sursaut de type IV s'apparente aux orages radioélectriques par sa durée et par son spectre, mais elle s'en distingue, comme on le sait, par le fait que son rayonnement est essentiellement un continuum. En général les sursauts de type I qui caractérisent les orages ordinaires sont rares ou de faible intensité. Ils peuvent même être complètement absents. Cette propriété est illustrée sur la figure 1 où nous avons caractérisé les continuums cités plus haut par le rapport de l'amplitude moyenne des sursauts à celle du continuum : en ordonnée est porté le nombre N des événements qui correspondent à une valeur de ce rapport

inférieure à la valeur indiquée en abscisse. La comparaison de la distribution obtenue (courbe en trait plein) avec celle qui correspond à 30 recrudescences ou débuts d'orages ordinaires choisis au hasard (courbes en tirés) montre clairement cette propriété.

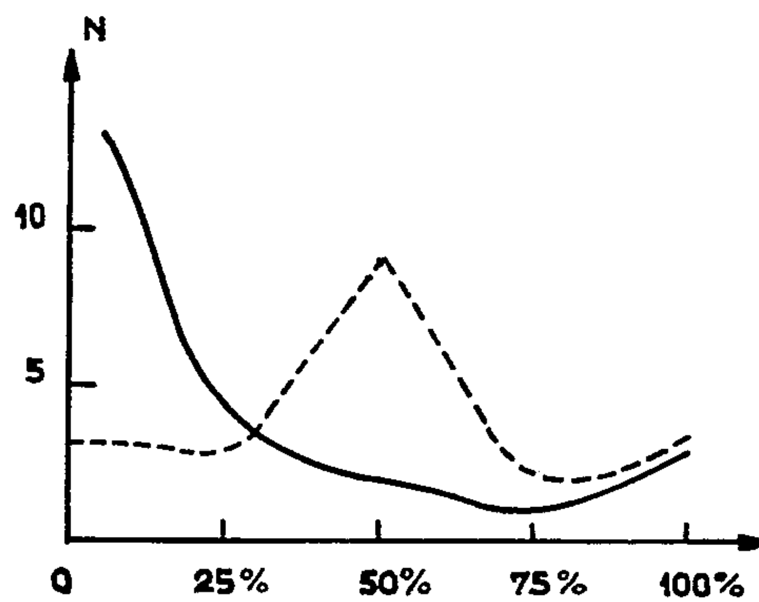


Fig. 1.

Parmi ces continuums, nous avons étudié plus particulièrement ceux qui sont intenses, absolument dépourvus de sursauts type I, et dont la durée est de l'ordre de 24 h; ils présentent un ensemble de propriétés très caractéristiques qui semblent définir une classe de phénomènes distincts qu'on désignera sous le nom d'*orages-continuum*. Ils semblent s'étendre vers les très basses fréquences ([7]).

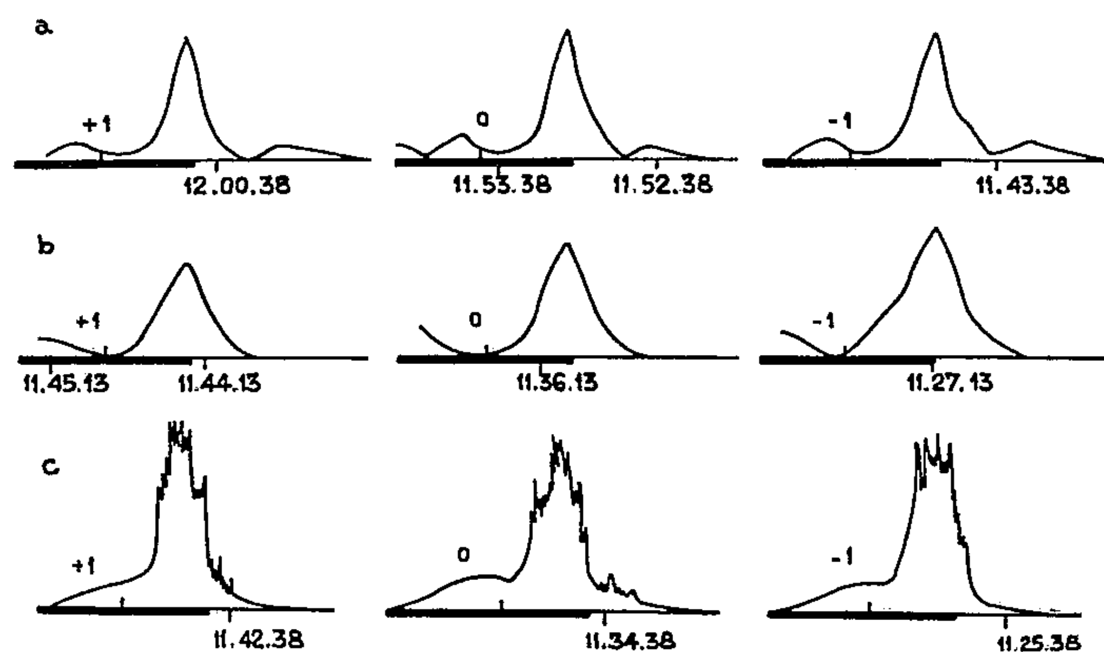


Fig. 2.

a. Observation interférométrique de l'orage-continuum du 26 août 1950 sur 169 MHz.

b. Observation interférométrique du type IV du 20 novembre 1956, 1 h environ après le début de l'éruption chromosphérique. On peut noter la décroissance au cours du temps de l'intensité et le diamètre relativement grand de la source d'émission comparé à celui de l'orage-continuum.

c. Observation interférométrique d'un orage ordinaire sur 169 MHz.

Ces orages-continuum sont toujours précédés d'une éruption chromosphérique très importante (3 ou 3^+) et d'une première phase très intense,

dont l'énergie rayonnée sur la longueur d'onde 10 cm est en général supérieure à 10^{-15} J/m²/c/s.

La figure 2 donne à titre d'exemple l'observation interférométrique de l'orage-continuum du 26 août 1958 sur 169 MHz.

La source d'émission de l'orage-continuum est très stable et localisée dans une région voisine de la plage active. Il est souvent possible d'admettre qu'elle se situe sur la verticale de l'éruption chromosphérique et, dans cette hypothèse, nous pouvons mesurer son altitude. Nous trouvons, sur 169 MHz, des altitudes basses, voisines de 0,3 rayon solaire; ces faibles altitudes sont en accord avec des mesures de position qui montrent que l'altitude de la source de continuum des types IV diminue après une première phase ascendante ([1]).

Ces sources d'émission sont en général de faible diamètre compris entre 2′ et 6′, alors que les sources de continuum, mesurées peu de temps après l'éruption, ont des diamètres de l'ordre de 7′ ([1]). Peut-être cette différence tient-elle au fait que les mesures de diamètre des orages-continuum ont été effectuées plusieurs heures après le début de l'éruption.

Il est difficile de préciser si l'orage-continuum doit être considéré comme une transformation de la première phase du sursaut de type IV ou comme un phénomène indépendant lié aussi à l'éruption chromosphérique; l'appareil dont on dispose actuellement ne permet pas d'étudier de façon précise la période de transition entre les deux phénomènes.

On doit noter enfin qu'il existe des sources d'émission d'aspect analogue aux orages-continuum que nous n'avons pas pu associer à des grands sursauts centimétriques.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) A. Boischot, *Thèse*, Paris, 1958.
([2]) F. T. Haddock, *Proc. Inst. Radio Engrs*, 46, 1958, p. 3.
([3]) A. Maxwell, G. Swarup et G. H. Trent, *Symposium de Radioastronomie*, Paris, 1958.
([4]) J. P. Wild, K. V. Sheridan et G. H. Trent, *Symposium de Radioastronomie*, Paris, 1958.
([5]) Y. Avignon et M. Pick-Gutmann, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 368.
([6]) Y. Avignon et M. Pick-Gutmann, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2276.
([7]) A. Boischot et J. W. Warwick, *J. Geophys. Res.*, 64, 1959, p. 683.

ASTROPHYSIQUE THÉORIQUE. — *Influence de l'abondance en hélium sur le spectre continu des étoiles* B. Note (*) de M[lle] **Claude Chadeau**, présentée par M. André Danjon.

L'étude théorique du spectre continu des étoiles B 0 à B 3 montre qu'il est très peu sensible aux variations du rapport d'abondance hélium/hydrogène + hélium tant que le pourcentage d'hélium ne dépasse pas 40 %. Seules les discontinuités de Balmer et de He I λ 3 422 sont influencées; les gradients mesurables ne semblent pas modifiés.

En vue d'étudier l'influence du rapport d'abondance hélium/hydrogène + hélium sur le spectre continu et sur les raies d'absorption des étoiles B, neuf modèles d'atmosphères d'étoiles chaudes ont été calculés. Ils correspondent à des naines ($\log g = 4,4$) de température effective comprise entre 28 000 et 23 000° K (type B 0 à B 3), et à trois valeurs du pourcentage d'hélium en nombre d'atomes : 50, 33 et 20 %, le dernier pourcentage étant celui des étoiles B normales, d'après un certain nombre de travaux antérieurs (1), (2), (3). Nous avons négligé l'influence des métaux sur le spectre continu, ce qui est largement justifié aux températures élevées où la pression électronique est presque entièrement due à l'ionisation de l'hydrogène et de l'hélium, beaucoup plus abondants que les métaux. Les modèles ont été construits par résolution simultanée de l'équation d'équilibre hydrostatique et de l'équation de transfert, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.

Les spectres continus correspondants ont été calculés électroniquement (4), la constance du flux de rayonnement dans les couches supérieures de l'atmosphère étant assurée à 2 ou 3 % près.

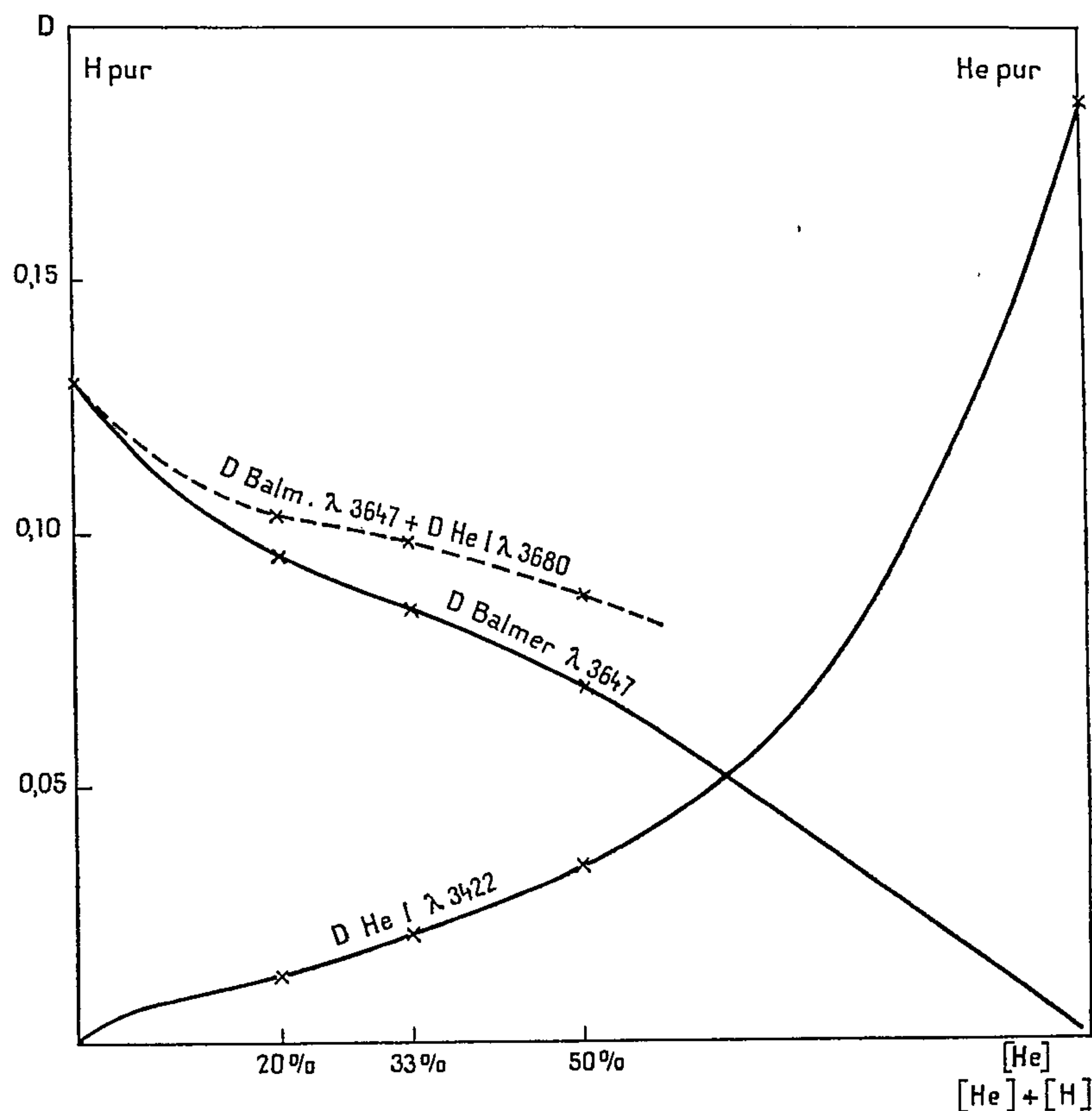
Nous donnons ci-dessous l'allure de la variation des discontinuités de Balmer λ 3 647 et de He I λ 3 422 en fonction du pourcentage de l'hélium en nombre d'atomes : $P = \mathrm{He}/(\mathrm{He} + \mathrm{H})$ pour une étoile B de température effective 26 500° K ($\theta_{\mathrm{eff}} = 0,190$); les points extrêmes des courbes (hydrogène pur et hélium pur) proviennent de résultats publiés par Aller (5).

On voit que la courbe relative à la discontinuité de Balmer comprend des zones à pente assez faible : $15\ \% < P < 40\ \%$ où la discontinuité λ 3 647 est peu sensible aux variations d'abondance de l'hélium. D'autre part, la discontinuité à λ 3 422 de l'hélium neutre ne devient mesurable que lorsque le pourcentage en hélium atteint 25 à 30 %, et elle n'est alors connue qu'avec une très faible précision, les mesures étant effectuées à 0,01 près dans les meilleures conditions.

En conclusion, les discontinuités de Balmer et de l'hélium neutre sont des critères d'abondance peu sensibles lorsque le pourcentage en hélium est compris entre 15 et 40 % environ. Au-delà, on peut espérer une détermination plus précise. Il convient d'ailleurs de noter que la faible discon-

tinuité de l'hélium neutre à λ 3 680 s'ajoute, dans les mesures, à la discontinuité de Balmer, et amortit encore la décroissance de celle-ci lorsque le pourcentage en hydrogène décroît (courbe en pointillé).

Enfin, le calcul des gradients absolus φ_B et φ_{uv} dans le visible et l'ultraviolet montre qu'ils ne dépendent pas de la température, d'une part (palier



des valeurs de φ_B observé par D. Chalonge et L. Divan ([6]) au voisinage des types B 0 à B 3), de l'abondance en hélium, d'autre part. Ce dernier facteur intervient cependant dans la mesure où la présence d'une nette discontinuité de l'hélium à λ 3 422 empêche toute mesure de φ_{uv}. La valeur uniformément trouvée pour φ_B dans les neuf modèles précédents est de 0,65, ce qui correspond bien à la valeur expérimentale de D. Chalonge et L. Divan.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) UNSÖLD, *Z. Astrophysik*, 21, 1941, p. 22.

(2) TRAVING, *Z. f. Astrophysik*, 36, 1955, p. 1; 41, 1957, p. 215.

(3) CAYREL, *Thèse*, Paris, 1957.

(4) CAYREL et CHADEAU, *Communications de l'Observatoire Royal de Belgique*, n° 157, 1959, p. 21.

(5) ALLER, *Astrophysics*, 1953, p. 231 et 233.

(6) CHALONGE, *Principes fondamentaux de classification stellaire*, C. N. R. S., 1955, p. 55.

ASTROPHYSIQUE. — *Le spectre de la nova* Herculis 1960.
Note de M. **Charles Fehrenbach**, présentée par M. André Danjon.

Au cours de la première nuit de beau temps qui a suivi l'annonce de la découverte par Hassel d'une étoile nouvelle située presque exactement sur la limite des constellations d'Hercule et de l'Aigle, nous avons obtenu, le 12 mars au matin, trois spectres avec le nouveau spectrographe Coudé du télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute-Provence.

	Heure.	Plaque.	Durée de pose (mn).	Domaine spectral.	Dispersion (Å/mm).
W 204.......	3 h 21 m	II a O ch.	15	3 500-5 000	9,6
W 205.......	4 h 8 m	103 *a* F	40	4 000-7 500	12,4
V 49.......	4 h 23 m	IN hyp.	15	6 300-8 750	39

Les deux premiers spectres montrent l'aspect typique d'une nova quelques jours après son maximum. Il est caractérisé par la présence des raies H_α, H_β, H_γ, H_δ, H_ε, H_8 de l'hydrogène. L'intensité extraordinaire de la raie H_α est frappante : dans le cliché W 205 l'image de cette raie est extraordinairement surexposée, elle s'étend d'ailleurs de 6 530 à 6 600 Å, ce qui correspond à une enveloppe s'étendant avec une vitesse de 1600 km/s. Les autres raies de l'hydrogène ont des largeurs du même ordre. Cette largeur générale des raies efface naturellement tous les détails spectraux et à côté des raies de l'hydrogène on ne reconnaît guère que les raies des éléments suivants :

He I à 5 876 et 4 922 Å;

Fe II à 5 318, 5 175, 5 021, 4 922 et 4 238 Å.

Ces émissions ne sont naturellement pas pures et des raies de O I, N I, se superposent à elles. La large émission composite (N III, N II, etc.) vers 4 640, caractéristique de certaines novœ à ce stade, se manifeste par une augmentation du fond continu entre 4 670 et 4 500 Å.

Les raies H_γ, H_δ, H_ε, H_8 et la raie 4 915 sont accompagnées vers le violet d'un système d'absorption très faible. La vitesse d'expansion de ce système est — 1210 ± 30 km/s.

Les raies interstellaires du calcium et du sodium sont très visibles sur nos clichés. Les raies de Na I sont très nettes. Les raies de Ca II sont un peu plus larges mais leur largeur est encore inférieure à 0,4 Å. Ces raies interstellaires ne sont pas dédoublées malgré la dispersion de 10 Å/mm de nos clichés. Les valeurs des vitesses radiales des deux absorptions ne sont pas en aussi bon accord que nous l'espérions, ceci s'explique peut-être par la différence d'aspect des raies. La vitesse radiale, provisoirement déterminée sur ces clichés, est — 7,4 km/s.

En tenant compte de la vitesse du Soleil vers l'apex, la vitesse résiduelle de nuage interstellaire est + 10,8 km/s. Cette vitesse étant très sensi-

blement située au sommet de la courbe de variation de la rotation différentielle de Oort, la distance r du nuage interstellaire s'en déduit facilement, $r = 550$ pc.

La magnitude absolue de la nova au maximum est donnée par la formule

$$M = m + 5 - 5 \log d - \Delta m,$$

où

m, magnitude apparente au maximum;
Δm, absorption interstellaire;
d, distance en parsecs.

Nous avons

$$d > 550, \qquad m < 5,$$

d'où, en tout état de cause :

$$M < -3,7$$

En admettant les valeurs raisonnables :

$$m = 3, \qquad \Delta m = 1, \qquad d = 2r = 1\,100 \text{ pc},$$

on obtient

$$M = -8.$$

Au spectre visible assez uniforme s'oppose le spectre infrarouge qui montre un aspect extrêmement intéressant caractérisé par la présence des raies larges mais très intenses suivantes :

Longueur d'onde (Å).	Intensité.	Largeur (Å).	Identification.
8 690	10	42	N I
8 450	50	56	O I
8 215	10	55	O I et N I
7 780	20	45	O I
7 475	1	52	O I et N I
7 225	1	37	O I
7 085	3	65	HeI-FeII
6 563	200	60	H_α

Les larges raies 8 215 et 7 225 sont sillonnées par de nombreuses raies telluriques. Les dernières raies de la série de Paschen de l'hydrogène n'apparaissent pas sur notre spectre. Ceci ne doit pas nous surprendre si nous considérons la petite intensité des raies de Balmer après H_8 ainsi que l'élargissement des raies qui doit provoquer leur effacement général.

Les éléments O I et N I sont représentés dans la région infrarouge du spectre par tous les multiplets intenses, ces états d'ionisation auraient probablement échappé à l'étude du spectre visible.

(Observatoire de Haute-Provence,
Observatoire de Marseille.)

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la visibilité des raies de faible intensité dans les spectres stellaires.* Note (*) de M. **Léo Houziaux**, transmise par M. Pol Swings.

La présence de certaines raies dans les spectres stellaires fournit de précieuses indications sur les conditions d'excitation dans les atmosphères où ces raies sont formées. C'est notamment le cas pour les atmosphères des objets particuliers. Très souvent, les spectres de ces objets présentent des variations qui s'étalent sur plusieurs décades et il n'est généralement pas possible d'en étudier l' « histoire » à l'aide d'une série homogène de documents. Les divers instruments utilisés offrent des possibilités parfois très limitées. Aussi est-il très difficile de préciser ce qu'on entend par « apparition » ou « disparition » d'une raie spectrale. Dans cette Note, nous nous proposons de définir un critère mesurable, permettant de nuancer les assertions relatives à la « présence » ou à l' « absence » d'une raie.

Le profil $f(y)$ observé d'une raie spectrale est lié au profil vrai $f''(x)$ et au profil instrumental $f'(y)$ par le produit de composition

$$f(y) = f''(x) \star f'(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f''(x) f'(y-x)\, dx.$$

La fonction $f'(y)$ est déterminée par la largeur de la fente et les caractéristiques du spectrographe, mais elle se trouve affectée tant par les défauts optiques que par les erreurs de mise au point des instruments. Très souvent, $f'(y)$ se ramène à une fonction de Voigt. Les profils instrumentaux peuvent être déterminés en photométrant de nombreuses raies très fines du spectre de comparaison, puis en prenant la moyenne des profils ainsi obtenus. La méthode décrite par Van de Hulst et Reesinck [1] permet alors de trouver les paramètres de Voigt β_1, β_2, h et p de ce profil moyen.

A l'examen visuel, les plaques photographiques ne fournissent aucun critère objectif sur la présence ou l'absence d'une raie spectrale. Nous nous en tiendrons donc à l'étude des enregistrements microphotométriques. La granularité des émulsions se traduit par des variations irrégulières des indications du galvanomètre enregistreur. Pour qu'une raie spectrale soit détectable, il faut donc que l'écart maximal de densité qu'elle produit soit supérieur aux fluctuations dues à la granularité de la plaque. Si l_r et l_c représentent les lectures à partir de l'obscurité, se rapportant respectivement au centre de la raie et au continu adjacent, la différence de transparence ΔT entre les deux points vaudra

$$\Delta T = \frac{l_r - l_c}{L},$$

L est la déviation totale du galvanomètre enregistreur, depuis l'obscurité jusqu'au voile de la plaque. Nous avons comparé des spectres d'un même objet pris avec différentes dispersions. Cette expérience nous a montré qu'une raie était détectable si la différence $l_r - l_c$ valait au moins $2E$, E représentant la déviation standard due à la granularité de la plaque. Dans le domaine le plus favorable aux mesures photométriques, la courbe de calibration peut se mettre sous la forme

$$\log I = -\frac{1}{\gamma}\log T + \text{Cte},$$

γ étant le facteur de contraste. L'intensité centrale de la raie (I_r) et celle du continu adjacent (I_c) sont donc liées par la relation

$$\log\left(\frac{I_c}{I_r}\right) = -\frac{1}{\gamma}\log\left(\frac{l_c}{l_r}\right).$$

Puisque $(l_r - l_c)_{\min} = 2E$, la profondeur centrale minimale de la raie R_r, corrigée pour la distorsion instrumentale, vaudra

$$R_r = 1 - \left(1 - \frac{2E}{l_r}\right)^{\frac{1}{\gamma}}.$$

Comme, dans les conditions habituelles, $2E/l_r \ll 1$, il vient

$$R_r = \frac{2E}{\gamma} l_r,$$

relation d'un emploi très simple, entre la granularité de la plaque $2E/l_r$, et le facteur de contraste.

Il reste maintenant à relier R_r à une grandeur physique caractérisant la raie. Si cette dernière est faible, son profil peut être considéré comme dopplérien. Si son intensité est moyenne, on pourra représenter son profil, avec une approximation suffisante, par la formule semi-empirique de Minnaert, et son profil sera du type « dispersion » pour un amortissement radiatif. On connaît les propriétés dont jouit la transformée de Fourier de $f(y)$ par rapport à celles de $f'(x)$ et de $f''(y)$. Comme les profils instrumentaux et les profils vrais se représentent par des fonctions de Voigt (dont l'un des paramètres peut être nul), il n'y a alors aucune difficulté à déterminer les paramètres β_1, β_2, h et p de la fonction $f(y)$. Par suite, on pourra calculer l'aire A telle que

$$A = hp\,R_r.$$

Ce sera l'aire minimale d'une raie détectable sur l'enregistrement du spectre. A un facteur numérique près dépendant de la dispersion, ladite aire exprime la largeur équivalente de la raie. C'est donc de cette largeur

que dépend la visibilité de la raie. Si le profil instrumental ne varie pas d'une région à l'autre du spectre, la largeur équivalente minimale est inversement proportionnelle à la dispersion (exprimée en unités de longueur sur la plaque par unité de longueur d'onde). De cette façon, il est possible de fixer simplement une limite supérieure à l'intensité d'une raie n'apparaissant pas sur un spectre stellaire.

(*) Séance du 14 mars 1960.
(1) VAN DE HULST et REESINCK, *Ap. J.*, 106, 1947, p. 121.

RELATIVITÉ. — *Champ de gravitation avec induction.*
Note de M. **Louis Bel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous définissons ce qu'on pourrait appeler une théorie du champ de gravitation avec induction. Nous mettons en lumière des analogies entre ce phénomène et celui de l'induction électromagnétique.

1. Soit V_4 une variété différentiable de classe (C^2, C^4 par morceaux). Sur V_4 nous définissons une *géométrie* par une forme quadratique régulière de type hyperbolique normal et de classe (C^1, C^3 par morceaux) :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \qquad (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3) \tag{1}$$

et un *champ de gravitation* par un champ de tenseurs covariants $\bar{g}_{\alpha\beta}$ de même classe de différentiabilité, auquel nous associerons la forme quadratique

$$\theta^2 = \bar{g}_{\alpha\beta}\, \theta^\alpha \theta^\beta. \tag{2}$$

Nous dirons que nous définissons une *induction gravitationnelle* si nous nous donnons sur V_4 un champ de tenseurs mixtes Π^ρ_α [dét $(\Pi^\rho_\alpha) \neq 0$] reliant la géométrie au champ de gravitation par les formules

$$\bar{g}_{\alpha\beta} = \Pi^\rho_\alpha \Pi^\sigma_\beta g_{\rho\sigma}. \tag{3}$$

Sous ces hypothèses (2) est aussi régulière et de même type que (1). Introduisons les deux tenseurs contravariants $g^{\alpha\beta}$ et $\bar{g}^{\alpha\beta}$ définis par

$$g^{\alpha\rho} g_{\beta\rho} = \delta^\alpha_\beta, \qquad \bar{g}^{\alpha\rho} \bar{g}_{\beta\rho} = \delta^\alpha_\beta.$$

Soit T_x l'espace vectoriel tangent en x à V_4, T^*_x le dual. On sait que ($g_{\alpha\beta}$, $g^{\alpha\beta}$) permettent de définir un isomorphisme f de $T_x^{*(p)} \otimes T_x^{(q)}$ sur $T_x^{*(r)} \otimes T_x^{(s)}$ ($p + q = r + s$) par les formules habituelles. Nous conviendrons que λ et μ définissent un même élément géométrique et ont même interprétation physique *si et seulement si* $\mu = f(\lambda)$. Nous nous servirons alors de la même lettre support. Par contre, nous utiliserons souvent des supports différents si $\mu = \bar{f}(\lambda)$ où $\bar{f}$ est l'isomorphisme défini par ($\bar{g}_{\alpha\beta}$, $\bar{g}^{\alpha\beta}$). Mais pour ne pas multiplier inutilement certaines notations il nous arrivera aussi de conserver le même support et dans ce cas nous surmonterons celui-ci d'une barre horizontale.

2. Soit $\bar{R}^\alpha{}_{\beta,\lambda\mu}$ le tenseur de courbure construit avec $\bar{g}_{\alpha\beta}$. Nous poserons

$$\bar{R}_{\alpha\beta,\lambda\mu} = F_{\alpha\beta,\lambda\mu}, \qquad G^{\alpha\beta,\lambda\mu} = \gamma \bar{R}^{\alpha\beta,\lambda\mu},$$

γ étant un scalaire. Nous aurons alors

$$G_{\alpha\beta,\lambda\mu} = \gamma \zeta^\gamma_\alpha \zeta^\delta_\beta \zeta^\rho_\lambda \zeta^\sigma_\mu F_{\gamma\delta,\rho\sigma}, \tag{4}$$

où nous avons posé $\zeta_\alpha^\gamma = \bar{g}^{\gamma\mu} g_{\alpha\mu}$. Les deux tenseurs F et G sont les grandeurs fondamentales du champ au point de vue de l'interprétation physique.

3. Considérons maintenant les équations du champ d'ordre supérieur :

$$(5)\qquad \underset{\alpha,\beta,\gamma}{S}\,\overline{\nabla}_\gamma F_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0, \qquad \overline{\nabla}_\alpha G^{\alpha\beta,\lambda\mu} = \overline{\nabla}^\lambda U^{\beta\mu} - \overline{\nabla}^\mu U^{\beta\lambda},$$

où $\overline{\nabla}$ est le symbole de différentiation absolue relatif à la connexion définie par $\bar{g}_{\alpha\beta}$ et où

$$U^{\beta\mu} = T^{\beta\mu} - \frac{1}{2}(\bar{g}_{\rho\sigma} T^{\rho\sigma})\,\bar{g}^{\beta\mu},$$

$T^{\beta\mu}$ étant le tenseur d'impulsion-énergie du milieu envisagé. Si γ est une constante, d'après un théorème de Lichnerowicz, (5) sont équivalentes à

$$(6)\qquad \overline{R}^{\beta\mu} - \frac{1}{2}(\bar{g}_{\rho\sigma}\overline{R}^{\rho\sigma})\,\bar{g}^{\beta\mu} = \frac{1}{\gamma} T^{\alpha\beta} \qquad (\overline{R}^{\beta\mu} = \overline{R}^{\alpha\beta,\lambda\mu}\,\bar{g}_{\alpha\lambda})$$

pourvu que $\nabla_\beta T^{\beta\mu} = 0$ et que (6) soient satisfaites, ce que nous supposons, comme condition initiale, sur une hypersurface orientée dans l'espace, au sens du produit scalaire défini par $\bar{g}_{\alpha\beta}$. On voit que sous ces hypothèses, si l'on fait $c = 1$, $\gamma = 1/k$; k étant la constante de la gravitation.

4. Envisageons maintenant un cas particulier important en supposant que

$$\Pi_\alpha^\rho = \delta_\alpha^\rho + (\varkappa - 1)\,u^\rho u_\alpha \qquad (u^\alpha u_\alpha = +1),$$

où u^ρ peut être, par exemple, le vecteur vitesse unitaire du fluide envisagé. On a alors

$$(7)\qquad \bar{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} + (\varkappa^2 - 1)\,u_\alpha u_\beta.$$

Ainsi

$$\bar{g}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} + \frac{1-\varkappa^2}{\varkappa^2}\,u^\alpha u^\beta$$

et par conséquent

$$\zeta_\alpha^\rho = \delta_\alpha^\rho + \frac{1-\varkappa^2}{\varkappa^2}\,u^\rho u_\alpha.$$

En développant (4) nous obtenons

$$(8)\qquad \begin{aligned} G_{\alpha\beta,\lambda\mu} &= \gamma F_{\alpha\beta,\lambda\mu} \\ &+ \gamma\left(\frac{1-\varkappa^2}{\varkappa^2}\right)(F_{\rho\beta,\lambda\mu}\,u_\alpha + F_{\alpha\rho,\lambda\mu}\,u_\beta + F_{\alpha\beta,\rho\mu}\,u_\lambda + F_{\alpha\beta,\lambda\rho}\,u_\mu)\,u^\rho \\ &+ \gamma\left(\frac{1-\varkappa^2}{\varkappa^2}\right)^2(F_{\rho\beta,\sigma\mu}\,u_\alpha u_\lambda + F_{\alpha\rho,\lambda\sigma}\,u_\beta u_\mu + F_{\rho\beta,\lambda\sigma}\,u_\alpha u_\mu + F_{\alpha\rho,\sigma\mu}\,u_\beta u_\lambda)\,u^\rho u^\sigma. \end{aligned}$$

D'où il vient par un calcul simple :

$$(9)\qquad \begin{cases} G_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda = \varepsilon F_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda \\ \mu\star G_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda = \star F_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda, \qquad \mu(G\star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda = F\star_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda, \\ (\star G\star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda = \gamma(\star F\star)_{\alpha\beta,\lambda\mu}\,u^\alpha u^\lambda, \end{cases}$$

où nous avons posé [1] :

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{\varkappa^4}, \quad \mu = \frac{\varkappa^2}{\gamma}.$$

On remarquera qu'on a

$$(10) \qquad \mu^2 \varepsilon \gamma = 1, \qquad |\varkappa| = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

Réciproquement de (10) et (9) on déduit (8).

5. Soit $S \equiv f(x^\alpha) = 0$ un front d'onde, c'est-à-dire une hypersurface à la traversée de laquelle les tenseurs F et G sont discontinus. Si [...] désigne ces discontinuités, on sait qu'on a

$$\underset{\alpha, \beta, \gamma}{\mathrm{S}} l_\alpha [F_{\beta\gamma, \lambda\mu}] = 0, \qquad l_\alpha [G^{\alpha\beta, \lambda\mu}] = 0 \qquad (l_\alpha = \partial_\alpha f)$$

et que nécessairement $\bar{g}^{\alpha\beta} l_\alpha l_\beta = 0$; ce qui peut s'écrire

$$(11) \qquad \bar{g}_{\alpha\beta} V^\alpha V^\beta = 0 \qquad (V^\alpha = \bar{g}^{\alpha\beta} l_\beta),$$

S est engendrée par les trajectoires de $\vec{V}$ qui sont d'ailleurs des géodésiques isotropes *au sens de* $\bar{g}_{\alpha\beta}$. Par un raisonnement classique on voit alors, d'après (7), que

$$v = |\varkappa| = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}},$$

où v est la vitesse d'espace du front d'onde *relative à l'espace associé au vecteur* $\vec{u}$. v est la même quel que soit $\vec{V}$ satisfaisant à (11). Mais il n'en serait pas de même pour une autre décomposition de T_x.

6. Signalons enfin que si $\Pi_\alpha^\beta = \delta_\alpha^\beta$ on a $\bar{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}$. *Le champ de gravitation sur* V_4 *peut être identifié à la géométrie de* V_4. C'est le cas de la Relativité générale classique. Puisque $\varkappa = 1$ de (10) il vient

$$\gamma = \varepsilon = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{k}.$$

(1) Pour la définition des tenseurs étoilés, *voir Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1297.

RELATIVITÉ. — *Sur la quantification du champ unitaire en théorie de Jordan-Thiry à l'approximation linéaire.* Note de M. **Alphonse Capella**, présentée par M. Joseph Pérès.

Conditions de commutation pour le champ unitaire. Passage à l'espace-temps V_4. Crochet des potentiels et champ électromagnétique (1).

1. Soit V_5 la variété riemannienne de métrique $d\sigma^2 = \gamma_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta$ de la théorie de Jordan-Thiry (2). La variété-quotient V_4 sera munie de la métrique

$$ds^2 = g_{ij}\, dx^i\, dx^j \qquad \left[g_{ij} = \xi\left(\gamma_{ij} - \frac{\gamma_{0i}\gamma_{0j}}{\gamma_{00}}\right);\ g^{ij} = \xi^{-1}\gamma^{ij}\right].$$

Le potentiel électromagnétique φ_i est à un facteur constant près $\xi^{-2}\gamma_{0i}$.

Supposons V_5 portée par une variété minkowskienne, les $\gamma_{\alpha\beta}$ admettant les expressions

$$\gamma_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \varepsilon\, q_{\alpha\beta},$$

où ε est l'infiniment petit principal et $\eta_{\alpha\beta}$ la métrique minkowskienne. La partie principale du tenseur de courbure de V_5 s'écrit (3)

$$H_{\alpha\beta,\gamma\delta} = -\frac{1}{2}\overline{\sum}\partial_{\alpha\gamma}\, q_{\beta\delta}.$$

Nous astreindrons les coordonnées à satisfaire aux parties principales des conditions d'isothermie

$$\eta^{\alpha\beta}(\partial_\alpha\, q_{\beta\mu} + \partial_\beta\, q_{\alpha\mu} - \partial_\mu\, q_{\alpha\beta}) = 0.$$

Il en résulte que les équations du champ en partie principale, s'écrivent

$$H_{\alpha\gamma} \equiv -\frac{1}{2}\eta^{\rho\sigma}\,\partial_\rho\,\partial_\sigma\, q_{\alpha\gamma} = 0.$$

2. Le tenseur métrique de V_4 peut s'écrire

$$g_{ij} = \eta_{ij} + \varepsilon\left(q_{ij} - \frac{1}{2}\eta_{ij}\, q_{00}\right) = \eta_{ij} + \varepsilon\, h_{ij}.$$

La partie principale de son tenseur de courbure s'écrit

$$H^{*}_{ij,kl} = -\frac{1}{2}\overline{\sum}\partial_{ik}\, h_{jl} = H_{ij,kl} + \frac{1}{4}\overline{\sum}\eta_{jl}\,\partial_{ik}\, q_{00}.$$

Par contraction, on a

$$H^{*}_{ij} = H_{ij}.$$

3. En vertu du postulat de cylindricité et des équations du champ on peut poser (sous les hypothèses permettant d'introduire la transformation de Fourier)

$$(3.1)\qquad q_{\alpha\beta}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int_{C+}\left(Q_{\alpha\beta}(\vec{l})\, e^{i\vec{l}.\vec{x}} + Q_{\alpha\beta}(-\vec{l})\, e^{-i\vec{l}.\vec{x}}\right) d\Omega(\vec{l}),$$

où C^+ est la nappe positive du cône isotrope C, $\vec{l}$ un vecteur isotrope et $d\Omega(\vec{l}) = (dl^1 \wedge dl^2 \wedge dl^3)/l^4$ l'élément de volume invariant de C.

Les $q_{\alpha\beta}(\vec{x})$ ne se trouvent définis qu'à une transformation de jauge près ([4]). On peut profiter de cette indétermination pour les astreindre à vérifier

$$q(\vec{x}) = \eta^{\rho\sigma} q_{\rho\sigma}(\vec{x}) = 0. \tag{3.2}$$

Les conditions d'isothermie sont alors équivalentes à

$$l^\alpha Q_{\alpha\beta}(\vec{l}) = 0.$$

La solution de ce système peut être astreinte à la forme ([4])

$$Q_{\alpha\beta}(\vec{l}) = \sum_{A,B=0}^{2} R(A, B, \vec{l})\, n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)},$$

où les $\vec{n}^{(A)}$ sont quatre vecteurs du 4-plan tangent à C le long de $\vec{l}$, normés à -1 et normaux à $\vec{l}$ (on prend $\xi\vec{n}^{(0)} = \vec{\xi}$). Prenons le repère orthonormé formé par $\vec{e}_4 = \vec{u}(\vec{u}^2 = 1)$, $\vec{e}_A = \vec{n}^{(A)}$ et $\vec{e}_3 = k\vec{l} - \vec{u}$ $(k = 1/l^\alpha u_\alpha)$. On trouve alors

$$\sum_{A=0}^{2} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)} = -\eta_{\alpha\beta} - k^2 l_\alpha l_\beta + k(l_\alpha u_\beta + l_\beta u_\alpha). \tag{3.3}$$

4. Pour procéder à la quantification du champ on substitue au tenseur $q_{\alpha\beta}$ un tenseur dont les composantes sont des opérateurs hermitiens de l'espace de Hilbert complexe satisfaisant aux équations du champ ([4]). Afin d'obtenir des relations compatibles avec les équations du champ et la condition supplémentaire (3.2), on pose

$$\begin{cases} \left[R(A, B, \vec{l}), R(C, D, \vec{l}')\right] = 0, \\ \left[R^*(A, B, \vec{l}), R(C, D, \vec{l}')\right] = \left(\delta_{AC}\delta_{BD} + \delta_{AD}\delta_{BC} - \frac{2}{3}\delta_{AB}\delta_{CD}\right)\delta_\Omega(\vec{l}, \vec{l}'), \end{cases} \tag{3.4}$$

où δ_{AC} désigne le symbole de Kronecker et δ_Ω la mesure de Dirac relative au cône isotrope ([5]).

De (3.1) et (3.4) résulte

$$q_{\alpha\beta}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{A,B} \int_{C^+} \left(R(A, B, \vec{l})\, e^{i\vec{l}.\vec{x}} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)} + R^*(A, B, \vec{l})\, e^{-i\vec{l}.\vec{x}} n_\alpha^{(A)} n_\beta^{(B)}\right) d\Omega(\vec{l}).$$

En utilisant (3.3) on obtient

$$\begin{aligned} \left[q_{\alpha\beta}(\vec{x}), q_{\lambda\mu}(\vec{x}')\right] = {} & (P_{\alpha\lambda}P_{\beta\mu} + \bar{P}_{\alpha\lambda}\bar{P}_{\beta\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') + (P_{\alpha\lambda}\bar{P}_{\beta\mu} + \bar{P}_{\alpha\lambda}P_{\beta\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & + (P_{\alpha\mu}P_{\beta\lambda} + \bar{P}_{\alpha\mu}\bar{P}_{\beta\lambda})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & + (P_{\alpha\mu}\bar{P}_{\beta\lambda} + \bar{P}_{\alpha\mu}P_{\beta\lambda})\, \bar{D}(\vec{x} - \vec{x}') \\ & - \frac{2}{3}(P_{\alpha\beta}P_{\lambda\mu} + \bar{P}_{\alpha\beta}\bar{P}_{\lambda\mu})\, D(\vec{x} - \vec{x}') \\ & - \frac{2}{3}(P_{\alpha\beta}\bar{P}_{\lambda\mu} + \bar{P}_{\alpha\beta}P_{\lambda\mu})\, \bar{D}(\vec{x} - \vec{x}'), \end{aligned}$$

où

$$D(\vec{x}-\vec{x}') = \int_{C+} \left(e^{-i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')} - e^{i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}\right) d\Omega(\vec{l}),$$

$$\bar{D}(\vec{x}-\vec{x}') = \int_{C+} \left(e^{-i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')} + e^{i\vec{l}(\vec{x}-\vec{x}')}\right) d\Omega(\vec{l}),$$

$$P_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} - k^2 \partial_\alpha \partial_\beta, \qquad \bar{P}_{\alpha\beta} = -ik(u_\alpha \partial_\beta + u_\beta \partial_\alpha).$$

Pour le champ, décrit par la partie principale du tenseur de courbure ([4]), on a

$$[H_{\alpha\beta,\gamma\delta}(\vec{x}), H_{\lambda\mu,\nu\rho}(\vec{x}')] = \frac{1}{4} \overline{\sum_{(\alpha\beta\gamma\delta)}} \overline{\sum_{(\lambda\mu\nu\rho)}} \partial_{\alpha\gamma} \partial_{\lambda\nu} [q_{\beta\delta}(\vec{x}), q_{\mu\rho}(\vec{x}')]$$

$$= \frac{1}{4}\left(\overline{\sum} \eta_{\alpha\lambda} \partial_{\beta\mu} \overline{\sum} \eta_{\gamma\nu} \partial_{\delta\rho} + \overline{\sum} \eta_{\alpha\nu} \partial_{\beta\rho} \overline{\sum} \eta_{\gamma\lambda} \partial_{\delta\mu} \right.$$

$$\left. - \frac{2}{3} \overline{\sum} \eta_{\alpha\gamma} \partial_{\beta\rho} \overline{\sum} \eta_{\lambda\nu} \partial_{\mu\rho} \right) D(\vec{x}-\vec{x}').$$

relations compatibles avec les équations du champ.

5. En ce qui concerne V_4 il vient

$$[H^*_{ij,kl}(\vec{x}), H^*_{mn,rs}(\vec{x}')] = \frac{1}{4}\left(\overline{\sum} \eta_{im} \partial_{jn} \overline{\sum} \eta_{kr} \partial_{ls} + \overline{\sum} \eta_{ir} \partial_{js} \overline{\sum} \eta_{mk} \partial_{nl} \right.$$

$$\left. - \overline{\sum} \eta_{ik} \partial_{jl} \overline{\sum} \eta_{mr} \partial_{ns} \right) D(\vec{x}-\vec{x}'),$$

relations encore compatibles avec les équations du champ et qui coïncident avec celles obtenues par A. Lichnerowicz directement dans V_4 ([4]).

6. Pour le potentiel électromagnétique, on a

$$[\varphi_i(\vec{x}), \varphi_j(\vec{x}')] = [q_{0i}(\vec{x}), q_{0j}(\vec{x}')] = -\left(P_{jl} - \frac{1}{3}\bar{P}_{0j}\bar{P}_{0l}\right) D(\vec{x}-\vec{x}') - \bar{P}_{jl}\bar{D}(\vec{x}-\vec{x}'),$$

crochet compatible avec la condition de Lorentz. Pour le champ

$$[F_{ij}(\vec{x}), F_{kl}(\vec{x}')] = \overline{\sum} \eta_{ik} \partial_{jl} D(\vec{x}-\vec{x}')$$

qui est la relation usuelle en Électrodynamique quantique.

(1) Cette Note comporte une modification du point de vue et des conditions indiqués par Ph. Droz-Vincent, *Thèse Doctorat*, 3e *cycle*, Paris, 1959.

(2) Les notations et coordonnées employées sont celles de A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Paris, 1955.

(3) $$\overline{\sum} a_{\alpha\gamma} b_{\beta\delta} = a_{\alpha\gamma} b_{\beta\delta} + a_{\beta\delta} b_{\alpha\gamma} - a_{\alpha\delta} b_{\beta\gamma} - a_{\beta\gamma} b_{\alpha\delta}.$$

(4) A. Lichnerowicz, *Ondes et radiations électromagnétiques et gravitationnelles* (*Annali di Matem.*, 1960).

(5) Dans ce paragraphe seulement, le symbole * désigne le passage à un opérateur adjoint. Par raison de symétrie $R(A, B, \vec{l}) = R(B, A, \vec{l})$.

RELATIVITÉ. — *Géométrie différentielle des trajectoires des particules chargées.* Note de M. **Henri Figueras**, présentée par M. Joseph Pérès.

En faisant usage de la méthode du repère mobile, nous abordons, dans cette Note, l'étude différentielle des trajectoires des particules chargées, dans un champ ($g_{\alpha\beta}$, $F_{\alpha\beta}$) correspondant au schéma champ électromagnétique pur.

1. Rappelons que si u^α est le vecteur normé tangent, en un point x, à une courbe générique (non tangente au cône isotrope) C, de la variété espace-temps V_4 et si les trois vecteurs

$$(1)\qquad \vec{\xi}_{(1)} = \vec{u}, \qquad \vec{\xi}_{(i)} = \frac{\nabla\vec{\xi}_{(i-1)}}{\nabla s} \qquad (i=2, 3)$$

sont linéairement indépendants, le 2-plan $\Pi(\vec{u}, \vec{\xi}_{(2)})$ et le 3-plan $\Pi(\vec{u}, \vec{\xi}_{(2)}, \vec{\xi}_{(3)})$ sont respectivement, le 2-plan osculateur et le 3-plan osculateur à C, au même point ([1]).

Si C est la trajectoire d'une particule d'épreuve chargée, dont le rapport de la charge à la masse est k, elle doit satisfaire au système diffreentiel ([2])

$$(2)\qquad \frac{\nabla u_\alpha}{\nabla s} = k\, F_{\alpha\beta}\, u^\beta$$

et l'introduction de cette condition dans le calcul des vecteurs (1) nous donne les expressions suivantes :

$$(3)\qquad \xi_{(2)\alpha} = k E_\alpha(\vec{u}), \qquad \xi_{(3)\alpha} = k G_\alpha(\vec{u}, k),$$

où l'on a posé,

$$(4)\qquad E_\alpha(\vec{u}) = F_{\alpha\beta} u^\beta, \qquad G_\alpha(\vec{u}, k) = G_{(0)\alpha}(\vec{u}) + k G_{(\kappa)\alpha}(\vec{u}),$$

avec

$$(5)\qquad G_{(0)\alpha}(\vec{u}) = u^\beta u^\gamma \nabla_\gamma F_{\alpha\beta}, \qquad G_{(\kappa)\alpha}(\vec{u}) = u^\gamma F_{\alpha\beta} F^\beta{}_\gamma.$$

Si $\vec{E}(\vec{u})$ n'est pas colinéaire à $\vec{u}$, le 2-plan $(\vec{u}, \vec{E}(\vec{u}))$ est bien déterminé; nous l'appellerons « le 2-plan π associé à la direction $\vec{u}$ ». Il coïncide avec le 2-plan π osculateur commun à toutes les trajectoires de direction $\vec{u}$, passant par x et pour lesquelles k est non nulle. (Remarquons, que les trajectoires des particules non chargées étant des géodésiques, ont leur 2-plan osculateur indéterminé.)

Si $\vec{u}$, $\vec{E}(\vec{u})$ et $\vec{G}(\vec{u}, k)$ sont linéairement indépendants, nous appellerons « 3-plan Π associé à la trajectoire de direction $\vec{u}$ et correspondant à la valeur k » le 3-plan $(\vec{u}, \vec{E}, \vec{G})$. En ce qui concerne la détermination des

3-plans associés aux différentes trajectoires de direction $\vec{u}$, on doit envisager trois cas distincts, suivant que le sous-espace vectoriel V engendré par les quatre vecteurs $\vec{u}$, $\vec{E}(\vec{u})$, $\vec{G}_{(0)}(\vec{u})$ et $\vec{G}_{(\infty)}(\vec{u})$ est de dimension 2, 3 ou 4. Si V est de dim 2, aucune des trajectoires de direction $\vec{u}$ n'a un 3-plan Π associé. Si V est de dim 3 et si le 2-plan π associé à $\vec{u}$ est supposé déterminé, le vecteur $\vec{G}(\vec{u}, k)$ est extérieur à π, sauf pour une valeur k_0 (finie ou infinie) de k, et le 3-plan Π associé à toutes les trajectoires de direction $\vec{u}$, à l'exception de celle correspondante à la valeur k_0, est déterminé et coïncide avec V; nous dirons encore que V est le 3-plan Π associé à la trajectoire correspondante à k_0 et, d'accord avec (3), on voit que V coïncide avec le 3-plan osculateur commun aux trajectoires de direction $\vec{u}$, $(k \neq 0, k_0)$. Finalement, si π est supposé toujours déterminé, et si V est de dim 4 (c'est-à-dire, si V coïncide avec l'espace T_x tangent à V_4, au point x), $\vec{G}(\vec{u}, k)$ n'appartient à π pour aucune valeur de k et les 3-plans Π associés aux trajectoires de direction $\vec{u}$ sont les 3-plans du faisceau de plans passant par le 2-plan π ; sauf pour $k = 0$, ils coïncident avec les 3-plans osculateurs et nous conviendrons de représenter par Π_k celui qui correspond à la valeur k.

J'appellerai « génériques » les directions qui correspondent au dernier cas envisagé et « spéciales » les autres directions orientées dans le temps.

2. Comme les fonctions $\vec{E}(\vec{u})$ et $\vec{G}(\vec{u}, k)$ sont déterminées par $F_{\alpha\beta}$, il est commode d'étudier la répartition des directions spéciales issues d'un même point, en envisageant comme séparés les deux cas que peut présenter le champ électromagnétique par rapport à son rang; alors, comme forme réduite de $F_{\alpha\beta}$, on prendra, dans le cas régulier,

$$F_{23} = -F_{32} = L, \qquad F_{10} = -F_{01} = X, \qquad \text{les autres composantes nulles,}$$

et dans le cas singulier,

$$F_{10} = -F_{01} = F_{31} = -F_{13} = X, \qquad \text{les autres composantes nulles.}$$

Dans ce qui suit, nous avons utilisé pour effectuer les calculs, les formes réduites ci-dessus.

Dans le cas des trajectoires, $\vec{u}$ est un vecteur dirigé dans le temps et, étant un vecteur normé, sa dérivée covariante $\vec{\xi}_{(2)}$ lui est orthogonale et, par conséquent, dirigée dans l'espace; pour $k \neq 0$, $\vec{E}$ étant colinéaire à $\vec{\xi}_{(2)}$ la recherche des directions dont le 2-plan associé est indéterminé se ramène à celle des $\vec{u}$, orientés dans le temps, qui annulent $\vec{E}(\vec{u})$, c'est-à-dire, selon (4), des vecteurs propres de $F_{\alpha\beta}$ orientés dans le temps. Soit $\mathfrak{U}$, l'angle formé des $\vec{u}$ orientés dans le temps et appartenant au 2-plan $u^2 = u^3 = 0$; la détermination des dits vecteurs propres, nous montre qu' « il existe des directions dans le temps, dont le 2-plan π est indéterminé,

seulement dans le cas d'un champ électromagnétique régulier, avec X=o » et qu'alors, ces directions « coïncident avec celles contenues dans $\mathfrak{U}$ ».

Les directions $\vec{u}$, dont le vecteur $\vec{G}_{(0)}(\vec{u})$ [resp. $\vec{G}_{(\infty)}(\vec{u})$] est contenu dans le 2-plan π associé (supposé défini), satisfont l'équation

$$\vec{G}_{(0)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0 \tag{6}$$

$$\text{resp. } \vec{G}_{(\infty)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0. \tag{7}$$

Dans le cas singulier il n'existe pas de solutions de (7) orientées dans le temps; dans le cas régulier, ces solutions sont celles de $\mathfrak{U}$.

D'accord avec ce que nous avons dit précédemment, le 3-plan est indéterminé pour les directions satisfaisant (6) et (7) simultanément, et il est unique pour celles qui ne les satisfont pas, simultanément, mais satisfont

$$\vec{G}_{(0)}(\vec{u}) \wedge \vec{G}_{(\infty)}(\vec{u}) \wedge \vec{E}(\vec{u}) \wedge \vec{u} = 0. \tag{8}$$

3. Maintenant, rappellons que les deux premières courbures d'une courbe générique C, au point x, sont (¹)

$$c_i = \sqrt{\frac{|b_{(i-1)} b_{(i+1)}|}{b_{(i)}^2}} \qquad (i = 1, 2), \tag{9}$$

où l'on a posé

$$b_{(0)} = 1, \qquad b_{(h)} = |b_{ij}| \qquad (h = 1, 2, 3; \qquad i \leqq h, j \leqq h, \qquad b_{ij} = \xi_{(i)\alpha} \xi_{(j)}^{\alpha}). \tag{10}$$

Pour les trajectoires des particules chargées, le calcul des b_{ij} à partir de (3), donne

$$b_{(0)} = b_{(1)} = 1, \tag{11}$$

$$b_{(2)} = -k^2 E^2, \qquad b_{(3)} = -k^4 E^2 [A k^2 + 2 G_{(0)\alpha} B^\alpha + G'_{(0)} G'^{\alpha}_{(0)}], \tag{12}$$

où, $A = (G_{(\infty)\alpha} G^{\alpha}_{(\infty)} - E^4)$, $B^\gamma = (G^{\alpha}_{(\infty)} = E^2 u^\alpha)$, E est la valeur positive telle que $E^2 = -E_\alpha E^\alpha$, et $\vec{G}'_{(0)}$ est la projection normale de $\vec{G}_{(0)}$ sur le 2-plan π' normal au 2-plan π associé a $\vec{u}$. Donc, les courbures envisagées seront

$$c_1 = k E \qquad \text{et} \qquad c_2 = \frac{1}{E} \sqrt{A k^2 + 2 G_{(0)\alpha} B^\alpha k + G'_{(0)\alpha} G'^{\alpha}_{(0)}}. \tag{13}$$

Nous avons vu que l'annulation de E coïncide avec l'indétermination de π; donc, « si π est déterminé pour $\vec{u}$, la première courbure des trajectoires qui ont cette direction est fonction linéaire homogène du paramètre k ». Selon (13), le carré de la deuxième courbure, laquelle est certainement déterminée si Π l'est aussi « est une fonction quadratique de k, sauf pour les directions qui annulent A et qu'on peut démontrer coïncider avec celle de $\mathfrak{U}$, dans le cas régulier avec $X \neq O$ ».

(¹) L. P. EISENHART, *Riemannian Geometry*, Princeton University Press, 1949.

(²) A. LICHNEROWICZ, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Un modèle d'équation non linéaire conservant certaines ondes planes.* Note (*) de M. **Georges Lochak**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude des solutions planes d'une équation non linéaire récemment proposée.

1. Nous avons rencontré dans une Note précédente [1] une équation non linéaire qui s'écrivait, pour les ondes planes :

$$(q^2+1)r-2pqs+(p^2-1)t=0, \tag{1}$$

avec

$$p=\frac{\partial\Phi}{\partial t},\qquad q=\frac{\partial\Phi}{\partial x},\qquad r=\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2},\qquad s=\frac{\partial^2\Phi}{\partial t\,\partial x},\qquad t=\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}.$$

Cette équation est hyperbolique si $p^2-q^2<1$. On a vu [1] que si, pour l'instant $t=0$, on impose les conditions

$$\Phi(x,t)\big|_{t=0}=F(x),\qquad \frac{\partial\Phi}{\partial t}\bigg|_{t=0}=G(x), \tag{2}$$

avec $G^2-F'^2<1$ la solution de l'équation sera

$$t=\frac{1}{2}\int_\beta^\alpha\frac{1+F'^2(\lambda)}{\sqrt{1+F'^2(\lambda)-G^2(\lambda)}}\,d\lambda, \tag{3}$$

$$x=\frac{\alpha+\beta}{2}+\frac{1}{2}\int_\beta^\alpha\frac{G(\lambda)\,F'(\lambda)}{\sqrt{1+F'^2(\lambda)-G^2(\lambda)}}\,d\lambda, \tag{4}$$

$$\Phi=\frac{F(\alpha)+F(\beta)}{2}-\frac{1}{2}\int_\beta^\alpha\frac{G(\lambda)}{\sqrt{1+F'^2(\lambda)-G^2(\lambda)}}\,d\lambda. \tag{5}$$

On voit que $t=0$ est donné pour $\alpha=\beta$. Un point sera dans l'avenir si $\alpha>\beta$. Les deux systèmes de caractéristiques sont décrits par (3) et (4) pour $\alpha=$ Cte et $\beta=$ Cte.

Nous allons maintenant étudier cette solution. Supposons d'abord que $G\equiv 0$. Nous aurons

$$t=\frac{1}{2}\int_\beta^\alpha\sqrt{1+F'^2(\lambda)}\,d\lambda,\qquad x=\frac{\alpha+\beta}{2},\qquad \Phi=\frac{F(\alpha)+F(\beta)}{2}. \tag{6}$$

Supposons que, F et F' étant continues, F'' soit discontinue en deux points $x=\beta_1$ et $x=\beta_2$ avec $\beta_2<\beta_1$. Alors deux discontinuités partiront le long des caractéristiques $\beta=\beta_1$ et $\beta=\beta_2$. La discontinuité partie de $x=\beta_1$ parviendra à un certain point $x_1=(1/2)(\beta_1+\alpha_1)$ à l'instant

$$t_1=\frac{1}{2}\int_{\beta_1}^{\alpha_1}\sqrt{1+F'^2(\lambda)}\,d\lambda.$$

Celle partie de $x = \beta_2$ parviendra au même point $x_1 = (1/2)(\beta_2 + \alpha_2)$, avec $\alpha_2 = \beta_1 - \beta_2 + \alpha_1$, à l'instant $t_2 = (1/2)\int_{\beta_2}^{\alpha_2}\sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\,d\lambda$ et l'on aura

$$t_2 = \frac{1}{2}\int_{\beta_2}^{\alpha_2} = \frac{1}{2}\int_{\beta_2}^{\beta_1} + \frac{1}{2}\int_{\beta_1}^{\alpha_1} + \frac{1}{2}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}.$$

Mais $\beta_2 < \beta_1 < \alpha_1 < \alpha_2$ et la fonction sous le signe somme est *positive*. Donc $t_2 > t_1$, l'onde partie de $x = \beta_2$ ne pourra rattraper celle partie de β_1 et il ne se formera pas d'onde de choc. On voit pourtant que si $G \neq 0$, nous devons utiliser les formules (3), (4) et (5). L'intégrale figurant dans (4) n'ayant pas un signe défini, le raisonnement que nous venons de faire tombe en défaut. Donc, dans le cas général, il pourra se produire des ondes de choc, et ceci malgré la propriété remarquable [1] des caractéristiques de l'équation.

2. Supposons maintenant qu'ayant toujours $G \equiv 0$, on ait $F(x) = F'(x) = 0$ pour $x \leqq -a$ et $x \geqq a$, c'est-à-dire une *perturbation initiale de longueur* $2a$ ayant en $x = a$ et $x = -a$ une discontinuité du second ordre au moins avec le vide. Du point $x = a$ une onde partira vers les $x > 0$ à la vitesse de la lumière, suivant la caractéristique $\beta = a$. De $x = -a$ une onde partira vers les $x < 0$ à la vitesse de la lumière suivant la caractéristique $\alpha = -a$.

Considérons le mouvement qui se propage vers les $x > 0$. Soit une caractéristique $\beta = b\,(-a \leqq b \leqq a)$; d'après (6) sa pente sera

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\sqrt{1 + F'^2(\alpha)}} \leqq 1. \qquad (7)$$

Une onde partie de $x = b$ pour $t = 0$ aura donc une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière (celle-ci est prise pour unité).

Mais pour $\alpha \geqq a$, c'est-à-dire au bout du temps

$$t = \frac{1}{2}\int_b^a \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\,d\lambda = T(b),$$

on aura $F(\alpha) \equiv F'(\alpha) = 0$ et les relations (6) s'écrivent

$$t = \frac{\alpha}{2} + T(b), \qquad x = \frac{\alpha + b}{2}, \qquad \Phi = \frac{F(b)}{2}. \qquad (8)$$

Donc, la caractéristique devient une droite isotrope et Φ prend une valeur constante qui se propage à la vitesse de la lumière.

L'arrière du signal, c'est-à-dire le point parti de $x = -a$, sera le dernier à subir ce phénomène et ceci à l'instant

$$T_0 = \frac{1}{2}\int_{-a}^{a} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\,d\lambda, \qquad (9)$$

au-delà duquel tout le signal devient rigide et se propage à la vitesse de la lumière. Au temps T_0, l'arrière du signal sera en $x = 0$ ($\alpha = a$, $\beta = -a$). D'après (6), le front du signal sera, lui, au point

$$x_0 = a + \frac{1}{2}\int_{-a}^{+a} \sqrt{1 + F'^2(\lambda)}\, d\lambda. \tag{10}$$

Le signal issu de la perturbation initiale de la longueur $2a$ aura donc, au moment où il devient rigide, la longueur x_0. Il se sera d'autant plus étalé que $|F'|$ prendra des valeurs grandes. On trouve bien sûr le même résultat pour le signal issu de la même perturbation et se propageant vers les $x < 0$.

Maintenant, qu'est-ce que le temps T_0 ? On a vu que c'est celui au bout duquel l'arrière du signal se propageant vers les $x > 0$ arrive au point $x = 0$. Mais c'est aussi celui au bout duquel l'arrière du signal se propageant vers les $x < 0$ parvient au même point $x = 0$.

Donc T_0 est le temps pendant lequel les deux signaux issus de la perturbation initiale et liés par la non-linéarité de l'équation se perturbent l'un l'autre. Au bout du temps T_0, ils se sont mutuellement « traversés » et se propagent rigidement. Un observateur qui les observerait alors, croirait qu'ils obéissent à l'équation linéaire des ondes.

Il leur attribuerait non pas les conditions initiales que nous avons imposées mais celles qui se déduiraient des relations (8); il pourrait faire l'analyse de Fourier des deux signaux et les considérer comme une superposition d'états stationnaires.

Au contraire, un observateur microscopique placé sur l'intervalle $(-x_0, x_0)$ assisterait pendant le temps T_0 à un phénomène tout différent dont la non-linéarité lui serait évidente, notamment du fait qu'une analyse de Fourier effectuée à un instant ne serait plus valable à l'instant immédiatement postérieur.

Le seul but de ce travail était précisément de montrer qu'un signal non linéaire peut être rigide et surtout de donner un exemple de phénomène non linéaire qui peut paraître linéaire à l'observateur macroscopique.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) G. LOCHAK, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1985.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Développement des conséquences de la théorie de l'inertie de D. W. Sciama* [1] *et de D. Park* [2]. Note de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Suite à nos précédentes remarques [3]. De l'interaction entre « spinion » et graviton à l'approximation linéaire. Nouvelles remarques sur les constantes universelles.

D. W. Sciama [1] et D. Park [2] ont indépendamment émis l'idée que la constante universelle I de la formule de Galilée-Newton $\mathbf{F} = Im\boldsymbol{\gamma}$ (qui est égalée à 1 par définition classique des unités de force et d'énergie) représente la valeur du fond constant GM/c^2L du potentiel de gravitation : M, « masse totale » et L « rayon » (à un facteur près) du cosmos. De fait une formule du type $GM/c^2L = 1$ suit de la plupart des modèles cosmologiques.

A nos précédentes remarques sur le sujet [3] nous voudrions ajouter de nouveaux arguments favorables aux vues de Sciama et de Park.

1. Selon ces vues, l'équivalent énergétique $W = c^2\, m$ de la masse inerte s'écrirait encore GMm/L : l'énergie latente dans la masse serait égale à l'énergie gravitationnelle potentielle de cette masse dans le champ total.

2. Il est bien connu qu'à l'approximation linéaire le lagrangien d'interaction entre une particule à spin ψ et un « graviton » $\gamma_{\underline{ij}}$ de spins 2 et 0 s'écrit

$$(1)\qquad \mathcal{L} = \frac{1}{2}\bar{\psi}[\partial^i]a^j\psi(\delta_{ij} - \gamma_{\underline{ij}}) + k\bar{\psi}\psi(1-\gamma) - \frac{c}{4Gh}\partial^i\gamma^{\underline{jk}}\,\partial_i\gamma_{\underline{jk}}, \qquad \gamma \equiv \gamma^i_i;$$

G, c, h, constantes de Newton, Einstein, Planck ; $[\partial^i] \equiv \overrightarrow{\partial^i} - \overleftarrow{\partial^i}$; $i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$; $x_4 = ict$; a^i, matrices de spin; k, fréquence propre de l'onde à spin, apparaissant (on le voit) comme une constante de couplage entre le « spinion » et le graviton; la masse propre du graviton est ici prise nulle; la barre soulignant deux indices implique une symétrisation.

Variant $\mathcal{L}$ par rapport à $\gamma_{\underline{jk}}$ il vient les équations de génération du potentiel de gravitation

$$(2)\qquad \partial^i_i\gamma^{\underline{jk}} = -8\pi c^{-2}G\left(T^{\underline{jk}} - \frac{\rho}{2}\delta^{jk}\right),$$

$$(3)\qquad \partial^i_i\gamma = -8\pi c^{-2}G(T^i_i - 2\rho),$$

avec [4]

$$(4)\qquad T^{jk} = \frac{ch}{4\pi}\bar{\psi}[\partial^j]a^k\psi, \qquad \rho = -\frac{ch}{2\pi}k\bar{\psi}\psi.$$

Variant $\mathcal{L}$ par rapport à $\bar{\psi}$ il vient l'équation du « spinion » soumis au champ de gravitation

$$(5)\qquad \{a_i(\partial^i - \gamma^{\underline{ij}}\partial_j) + k(1-\gamma)\}\psi = 0;$$

comme il est bien connu, l'interaction du type Yukawa en $-k\bar{\psi}\psi\gamma$ apporte une contribution $-k\gamma$ à la masse du spinion et, ce, suivant une formule identique à celle postulée par Einstein [5] au début de ses recherches sur l'effet Doppler de gravitation.

On lit sur (1) et (5) que le *potentiel d'inertie* $-\gamma$ du type Yukawa s'ajoute au *potentiel d'inertie de base* 1 de Sciama-Park comme le *potentiel gravitationnel* $-\gamma^{\underline{jk}}$ s'ajoute au *potentiel gravitationnel de base* δ^{jk} de Minkowski. On voit que la participation des valeurs 2 *et* 0 du spin du graviton est essentielle pour que le *principe d'équivalence* soit respecté (le spin 2 décrivant en somme la *gravitation* et le spin 0 l'*inertie*); et aussi que la Mécanique ondulatoire échappe à la difficulté d'exprimer le principe d'équivalence dans l'espace-temps de Minkowski.

Introduisant une 5e dimension par les formules [6]

$$(6) \qquad a^0 = 1, \qquad \gamma^{\underline{i0}} = \gamma^{\underline{0i}} = 0, \qquad \gamma^{00} = -i\gamma,$$

nous pouvons écrire (5)

$$(7) \qquad a_\lambda(\partial^\lambda - \gamma^{\underline{\lambda\mu}}\partial_\mu)\psi = 0, \qquad \psi(x_\lambda) = \psi(x_i)\, e^{ikx_0} \qquad (\lambda, \mu, \ldots = 1, 2, 3, 4, 0).$$

3. Nous avons suggéré [3] que la définition *quantique* G_0 de la constante de gravitation G serait telle que

$$(8) \qquad \frac{GM}{c^2 L} = 1, \qquad \frac{G_0 m_0}{c^2 l_0} = 1, \qquad 2\pi c m_0 l_0 = h;$$

m_0, 137 × masse de l'électron ou demi-masse du méson π chargé; l_0, 2/3 × rayon classique de l'électron $= 1{,}25 \cdot 10^{-13}$ cm. Nous proposons aujourd'hui de relier G_0 à G au moyen de la masse propre du graviton μ (supposée très petite, mais non nulle) et du quantum de masse m_0 suivant la formule (d'un type usuel en théorie quantique des champs)

$$(9) \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{l_0}{L}\frac{M}{m_0} = \frac{m_0}{\mu}.$$

Par ailleurs, entre la masse propre du graviton et le rayon du cosmos il existe une relation bien connue de la forme [7] (α, facteur numérique simple)

$$(10) \qquad 2\pi c \mu L = \alpha h.$$

De (8_3), (10) et (9) on conclut

$$(11) \qquad \frac{M}{m_0} = \frac{1}{\alpha}\frac{L^2}{l_0^2}, \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{1}{\alpha}\frac{L}{l_0}.$$

On s'assure aisément que la relation (11_1) est bien vérifiée par les valeurs acceptées de M, L, m_0, l_0. Inversement, des (8) et (11) on tire la valeur *a priori* de L :

$$(12) \qquad L = \frac{\alpha c^2 l_0^2}{G m_0} = \frac{2\pi\alpha c^3 l_0^3}{Gh}$$

qui, pour $G = 6{,}68.10^{-8}$, $h = 6{,}63.10^{-27}$, $l_0 = 1{,}25.10^{-13}$ C. G. S. donne la valeur extrêmement satisfaisante

$$L = 2\pi\alpha . 1{,}18.10^{26}\ \text{cm}.$$

(1) *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, 113, 1953, p. 34.
(2) *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 16.
(3) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1965, § 1 et p. 2101; 248, 1959, p. 932.
(4) C'est seulement dans le cas du « spinion » libre qu'on aurait $T_i^i = \rho$.
(5) *Jahrb. Radioakt. u. Elektr.*, 4, 1907, p. 411.
(6) On pourrait aussi introduire une 6e dimension et un terme de masse P-non-invariant grâce à l'interaction $a_{[1234]}\,\gamma_{[1234]}$; *voir* à ce sujet G. Allard, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2288.
(7) *Voir* par exemple : M.-A. Tonnelat, *Ann. Phys.*, 17, 1942, p. 189.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Comparaison entre les aspects classique et quantique de la théorie ergodique.* Note de M. **Raymond Jancel**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Nous avons démontré, dans une Note précédente [1], que la moyenne quadratique d'une observable quantique macroscopique vérifiait la propriété asymptotique suivante :

$$(1)\qquad \frac{\overline{\left(\mathcal{A}(t)-\overline{\mathcal{A}}^{m}\right)^{2}}^{m}}{\left(\overline{\mathcal{A}}^{m}\right)^{2}}=O\left(\frac{1}{s_{\nu}^{(\alpha)}}\right),$$

la moyenne étant prise sur un ensemble microcanonique représenté par une distribution uniforme sur l'hypersphère-unité à $2S^{(\alpha)}$ dimensions. De ce théorème de Mécanique générale, on déduit des théorèmes ergodiques « en probabilité », en particulier celui de von Neumann, sans faire d'hypothèse sur le spectre de l'hamiltonien : ainsi se trouve établie l'égalité des moyennes temporelles et des moyennes microcanoniques, sauf sur un ensemble de très petite mesure.

Comparons maintenant ces résultats à ceux de la théorie ergodique classique. Rappelons tout d'abord que l'existence de la limite de la moyenne temporelle d'une grandeur mécanique $f(P_t)$ est assurée, sous de larges conditions, par les théorèmes de Birkhoff et de von Neumann, mais que cette moyenne temporelle n'est égale à la moyenne en phase que moyennant la propriété de transitivité métrique. Comme il n'existe pas de critère pour reconnaître un système métriquement transitif, il s'ensuit que cette propriété a le caractère d'une hypothèse sur la structure du système, nécessaire pous justifier les méthodes de la Mécanique statistique; encore celle-ci n'exclut-elle pas la possibilité de trajectoires exceptionnelles (par exemple trajectoires périodiques) dont l'ensemble est de mesure nulle.

Cependant, on peut aussi s'affranchir de cette hypothèse en se plaçant au point de vue des ensembles de systèmes. En admettant que $f(P)$ est une fonction sommatoire, c'est-à-dire qu'elle est la somme de N fonctions dépendant chacune d'une seule particule (N est le nombre total de particules) et en appliquant le théorème central limite du calcul des probabilités, Khintchine a montré [2] que de telles fonctions vérifiaient la propriété asymptotique suivante, analogue à (1) :

$$(2)\qquad \frac{\overline{\left(f-\overline{f}^{m}\right)^{2}}^{m}}{\left(\overline{f}^{m}\right)^{2}}=O\left(\frac{1}{N}\right),$$

où la moyenne est prise sur une hypersurface d'énergie constante; on peut aussi déduire de (2) un théorème ergodique en probabilité, assurant l'égalité des moyennes temporelles et microcanoniques sauf sur un ensemble de très petite mesure.

L'analogie entre les aspects classique et quantique de la théorie ergodique se révèle ainsi très étroite : l'intervention du point de vue statistique permet de s'affranchir, dans les deux cas, d'hypothèses invérifiables (transitivité métrique et absence de dégénérescence et de fréquence de résonance), à condition de tenir compte du grand nombre de degrés de liberté du système et de se contenter de théorèmes « en probabilité ». On constate bien, d'après (2), que la propriété (1) n'est pas valable exclusivement pour les observables quantiques.

2. Cependant, si l'analogie entre (1) et (2) est évidente, il subsiste toutefois une différence, à savoir que la théorie quantique fait appel aux observables macroscopiques. Pour juger de leur rôle, calculons la moyenne quadratique d'une observable microscopique A; il vient, d'après les formules (6) de I :

$$(3)\qquad \overline{\left(\mathrm{A}(t)-\overline{\mathrm{A}}^{m}\right)^{2}}^{m} = -\frac{1}{\mathrm{S}^{(\alpha)}+1}\left(\overline{\mathrm{A}}^{m}\right)^{2} + \frac{1}{\mathrm{S}^{(\alpha)}(\mathrm{S}^{(\alpha)}+1)}\left(\sum_{i}\mathrm{A}_{ii}^{2}+\sum_{i\neq j}|\mathrm{A}_{ij}|^{2}\right).$$

Si l'on admet que les éléments de matrice A_{ii} et A_{ij} sont bornés, l'on voit qu'on ne peut rien dire du comportement asymptotique de (3) à cause de la somme $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2$ qui comprend en principe $S^{(\alpha)}(S^{(\alpha)}-1)$ termes. Il en est de même pour la moyenne quadratique $\overline{\left(\overline{A(t)}^{\infty}-\overline{A}^{m}\right)^{2}}^{m}$ qui contient aussi des termes non-diagonaux provenant des dégénérescences de l'hamiltonien. On peut vérifier que le rôle des observables macroscopiques est précisément de montrer que la somme des termes non-diagonaux est proportionnelle à $S^{(\alpha)}$. Nous allons maintenant étudier un modèle quantique pour lequel il est possible de majorer directement la somme $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2$, sans faire appel aux observables macroscopiques.

On suppose que le système quantique est constitué de N particules identiques, dont on peut négliger l'interaction, ainsi que le fait Khintchine en Mécanique classique. Les fonctions propres du système total sont alors données par

$$(4)\qquad \Psi_i=\prod_{\varkappa=1}^{N}\psi_{\varkappa_i}(\varkappa)=\psi_{\varkappa_i}(1)\ldots\psi_{\varkappa_i}(N),$$

où les $\psi_{\varkappa_i}(\varkappa)$ représentent les fonctions propres de la $\varkappa^{\text{ième}}$ particule. Pour simplifier notre modèle nous nous placerons dans le cas de la statistique de Maxwell-Boltzmann (ceci ne jouant pas un rôle essentiel dans notre raisonnement). Si l'on considère alors les observables quantiques du type sommatoire :

$$(5)\qquad A=\sum_{\varkappa=1}^{N}A^{(\varkappa)}$$

on a pour les éléments de matrice A_{ii} et A_{ij}, en vertu de (4),

$$(6)\quad A_{ii}=\sum_{\varkappa} A_{ii}^{(\varkappa)}=\sum_{\varkappa} A_{\varkappa_i\varkappa_i}^{(\varkappa)},\qquad A_{ij}=\sum_{\varkappa} A_{ij}^{(\varkappa)}=\sum_{\varkappa} A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}\delta_{\alpha_i\alpha_j}\ldots\delta_{\varkappa_{i-1},\varkappa_{j-1}}\delta_{\varkappa_{i+1},\varkappa_{j+1}}\ldots\delta_{\nu_i\nu_j},$$

d'où l'on tire en particulier :

$$(7)\qquad \sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2=\sum_{\varkappa}\sum_{i\neq j}\delta_{\alpha_i\alpha_j}\ldots\delta_{\varkappa_{i-1},\varkappa_{j-1}}\delta_{\varkappa_{i+1},\varkappa_{j+1}}\ldots\delta_{\nu_i\nu_j}|A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}|^2,$$

Le point essentiel est que, si l'on fixe l'indice j dans la somme (7), les seuls états i donnant des contributions non nulles sont ceux pour lesquels $\alpha_i=\alpha_j,\ \ldots,\ \nu_i=\nu_j$. Le nombre n_1 de ces états étant au plus égal au nombre d'états $\varkappa_i$ compris dans une couche d'énergie $(E, E+\delta E)$, on a certainement $n_1\leqq K_1 E^{1/2}\delta E$ et l'on peut écrire $\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2\leqq N n_1 S^{(\alpha)} A_M^{(1)2}$, où $A_M^{(1)}$ est la borne supérieure des éléments de matrice $|A_{\varkappa_i\varkappa_j}^{(\varkappa)}|$. On en tire

$$(8)\qquad \frac{1}{S^{(\alpha)}(S^{(\alpha)}+1)}\sum_{i\neq j}|A_{ij}|^2=O\left(\frac{N n_1}{S^{(\alpha)}}\right)$$

qui est toujours très petit, puisque $S^{(\alpha)}$ est de la forme $K_N E^{(3N/2)-1}\delta E$ et par conséquent beaucoup plus grand que N et n_1. On peut donc écrire en pratique

$$(9)\qquad \frac{\overline{\left(A(t)-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\sim O\left(\frac{1}{S^{(\alpha)}}\right),$$

d'où l'on déduit, par application de l'inégalité de Schwartz, un théorème ergodique en probabilité valable pour les observables microscopiques du genre (5)

$$(10)\qquad \frac{\overline{\left(\overline{A(t)}^\infty-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\leqq\frac{\overline{\left(A(t)-\overline{A}^m\right)^2}^m}{\left(\overline{A}^m\right)^2}\sim O\left(\frac{1}{S^{(\alpha)}}\right).$$

On constate ainsi, en comparant (2) et (9), que les observables sommatoires classiques et quantiques possèdent des propriétés statistiques tout à fait identiques et que la théorie ergodique en probabilité est, dans ce cas, une simple application de la loi des grands nombres.

(1) R. Jancel, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 671 (Notée I dans le texte).

(2) A. I. Khintchine, *Mathematical Foundations of Statistical Mechanics*, Dover, New York, 1949.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Quasi-particules et états collectifs des noyaux sphériques.* Note de MM. **Marcel Vénéroni** et **Robert Arvieu**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'application de la transformation canonique de Bogoliubov à l'hamiltonien d'un système de fermions identiques en interaction dans un potentiel moyen sphérique nous a permis, dans une précédente Note ([1]), d'écrire cet hamiltonien sous une forme qui semble convenablement adaptée à l'étude des états collectifs directement à partir d'interactions effectives. Nous avons inclus dans H_0, parmi les termes d'interaction négligés par Belyaev, un terme H_C dont on peut tenir compte par la méthode de Sawada et qui se présente sous la forme d'une somme d'oscillateurs couplés. A la vibration d'ordre multipolaire λ correspond l'un des modes normaux, combinaison linéaire des opérateurs A et A^+ qui, dans le cas d'une force de Wigner (la généralisation aux forces d'échange ne présente pas de difficultés), ne fait intervenir que le multipôle $k = \lambda$ dans la décomposition de cette force. Aux vibrations dipolaires, quadrupolaires, etc. sont donc associées les petites valeurs de k qui, on le sait, correspondent effectivement à la partie à longue portée de l'interaction. Les effets de la partie à courte portée sont inclus dans U et H_{11} puisque dans $\tilde{\varepsilon}$ et Δ, au contraire, toutes les valeurs de k interviennent. La suppression de l'énergie d'appariement ($v = 1$ pour $\varepsilon < \lambda$ et 0 pour $\varepsilon > \lambda$) réduit H_0 à l'hamiltonien modèle de Sawada et l'opérateur $u_1 v_2 A^{+21}$ à

$$\sum_{m_1 m_2} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | JM \rangle a^+_{1m_1} b^+_{2m_2}$$

où $b^+_{2m_2} = (-1)^{j_2+m_2} a_{2-m_2}$ est l'opérateur de création d'un trou ($\varepsilon_2 < \lambda$). Nous admettrons dans cette Note pour les opérateurs A et A^+ les règles de commutation des bosons et nous négligerons H_{qp} (diffusion au-dessus et au-dessous de la surface de Fermi des quasi-particules) et H_{31} (couplage entre ces dernières et les modes collectifs). Les termes négligés par cette approximation, analogue à celle des « phases au hasard » ([2]) de Bohm et Pines, perturbent l'aspect vibrationnel du spectre qui ne subsiste que pour les premiers niveaux. Il est cohérent dans cette approximation de déterminer encore les u et v, comme le fait Belyaev, en annulant H_{20}.

Avant de calculer les énergies des modes collectifs nous posons

$$A^{\alpha}_{kq} = (1 + \delta_{14})^{-\frac{1}{2}} A^{41}_{kq}, \quad \text{avec} \quad \varepsilon_4 \leqq \varepsilon_1, \qquad f_k(\alpha\beta) = f_k(\beta\alpha) = f_k(1234);$$
$$E_\alpha = E_1 + E_4, \qquad E_1 = (u_1^2 - v_1^2)(\tilde{\varepsilon}_1 - \lambda) - 2 u_1 v_1 \Delta_1$$

et

$$M^{\alpha}_k = \hat{k}^{-1}(1 + \delta_{14})^{-\frac{1}{2}} (u_1 v_4 + (-1)^k v_1 u_4)$$

en notant la dépendance en k de M_k^α (celle aussi des facteurs pondérant les termes de H_{qp} et de H_{31}). Avec ces notations H_C s'écrit

$$H_C = \sum_k \left[\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} f_k(\alpha\beta)\, M_k^\alpha M_k^\beta \sum_q \left\{ 2 A_{kq}^{\alpha+} A_{kq}^\beta + (-1)^q \left(A_{kq}^{\alpha+} A_{k-q}^{\beta+} + A_{k-q}^\beta A_{kq}^\alpha \right) \right\} \right].$$

La structure du modèle en couches au voisinage de la surface de Fermi du noyau considéré d'une part, la multipolarité des vibrations étudiées d'autre part, dictent le choix et, pratiquement, le nombre des excitations α. Quoique le formalisme s'applique aussi aux noyaux impairs nous ne considèrerons que le cas des noyaux pairs. La possibilité pour les vibrations quadrupolaires de coupler deux quasi-particules dans une même sous-couche doit contribuer à abaisser leur énergie au-dessous de celles des vibrations dipolaires et octupolaires. En ce qui concerne les vibrations monopolaires, hormis les sauts de deux couches, les quasi-particules ne peuvent être couplées qu'à l'intérieur de sous-couches; en outre, comme les relations de self-consistance le montrent, le terme $k = 0$ de l'interaction joue un rôle particulier du fait de la symétrie sphérique du potentiel moyen. Enfin les excitations $A_{\lambda\mu}^{\alpha+}$ doivent être de parité $(-1)^\lambda$ puisque $\langle l_4\, s_4\, j_4 \| C^\lambda \| l_1\, s_1\, j_1 \rangle$ est nul si $l_1 + l_4 + \lambda$ est impair (ce n'est plus nécessaire pour des forces d'échange). Peut-être donc comprend-on mieux avec un tel modèle le rôle privilégié des vibrations 2 + dans les spectres nucléaires.

$$[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_{11}] = -E_\alpha A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, \qquad [A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_{11}] = E_\alpha A_{\lambda\mu}^\alpha;$$

$$[(-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha, H_C] = -[A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_C] = M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta \right).$$

Soient $|\psi_0\rangle$ et $|\psi_\lambda\rangle$ respectivement de H_0 l'état fondamental et un état propre de « spin » λ à un seul « phonon », E_0 et E_λ leurs valeurs propres et $\hbar\,\Omega_\lambda = E_\lambda - E_0$. De

$$\langle \psi_\lambda | (E_\lambda - H_0) A_{\lambda\mu}^{\alpha+} | \psi_0 \rangle = \langle \psi_\lambda | (\hbar\Omega_\lambda - E_\alpha) A_{\lambda\mu}^{\alpha+} | \psi_0 \rangle + \langle \psi_\lambda | [A_{\lambda\mu}^{\alpha+}, H_C] | \psi_0 \rangle = 0,$$

on tire

$$\langle \psi_\lambda | A_{\lambda\mu}^{\alpha+} | \psi_0 \rangle = (E_\alpha + \hbar\Omega_\lambda)(E_\alpha - \hbar\Omega_\lambda)^{-1} \langle \psi_\lambda | (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha | \psi_0 \rangle$$
$$= (\hbar\Omega_\lambda - E_\alpha)^{-1} M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \langle \psi_\lambda | \left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta \right) | \psi_0 \rangle,$$

$$\langle \psi_\lambda | \left(A_{\lambda\mu}^{\alpha+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha \right) | \psi_0 \rangle$$
$$= \frac{2 E_\alpha}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\alpha^2} M_\lambda^\alpha \sum_\beta M_\lambda^\beta f_\lambda(\alpha\beta) \langle \psi_\lambda | \left(A_{\lambda\mu}^{\beta+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\beta \right) | \psi_0 \rangle,$$

Les valeurs propres $\hbar\,\Omega_\lambda$ sont les racines du déterminant du système :

$$\sum_\alpha \left\{ f_\lambda(\alpha\beta) - \sum_\gamma (M_\lambda^\gamma)^2 f_\lambda(\alpha\gamma) f_\lambda(\gamma\beta) \frac{2 E_\gamma}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\gamma^2} \right\} \langle \psi_\lambda | M_\lambda^\alpha \left(A_{\lambda\mu}^{\alpha+} + (-1)^\mu A_{\lambda-\mu}^\alpha \right) | \psi_0 \rangle = 0.$$

Avec l'hypothèse ([3]) que

$$F^{(k)}(n_1 l_1 n_2 l_2 n_3 l_3 n_4 l_4) = h_k(n_1 l_1 n_4 l_4)\, h_k(n_2 l_2 n_3 l_3)$$

on peut écrire

$$f_\lambda(\alpha\beta) = a g_\lambda(\alpha) g_\lambda(\beta), \qquad \text{où} \quad g_\lambda(\alpha) = \langle l_4 s_4 j_4 \| C^\lambda \| l_1 s_1 j_1 \rangle h_\lambda(n_1 l_1 n_4 l_4),$$

$\hbar\,\Omega_\lambda$ alors vérifie

$$\frac{1}{a} = \sum_\gamma (g_\lambda(\gamma)\, M_\lambda^\gamma)^2 \frac{2\,E_\gamma}{(\hbar\Omega_\lambda)^2 - E_\gamma^2}$$

dont la discussion graphique est simple. Dans le cas $a < 0$ (force attractive) si la condition $2\,|\,a\,|\sum_\gamma (g_\lambda(\gamma)\, M_\lambda^\gamma)^2\, E_\gamma^{-1} < 1$ est satisfaite il existe une racine $\hbar\,\Omega_\lambda < (E_\alpha)_{\min}$ correspondant à l'énergie d'un mode d'autant plus collectif qu'elle est plus isolée. La présence de Δ_γ dans E_γ contribue à déprimer cette racine, par ailleurs d'autant plus abaissée qu'on dispose de plus d'excitations α de faibles énergies. Les autres racines, en revanche, correspondent à des excitations presque purement individuelles. Le schéma proposé par G. E. Brown et M. Bolsterli pour « l'état dipolaire » ([4]) conduit à une situation analogue au cas, peu réaliste, $a > 0$: existence d'une racine isolée $\hbar\,\Omega_\lambda > (E_\alpha)_{\max}$; toutefois l'introduction, qu'ils suggèrent, de forces d'échange rendrait compatibles l'existence d'une telle racine et la condition $a < 0$.

Si l'on ne fait intervenir qu'une seule excitation $A^+_{\lambda\mu}(nljnlj) = A^{+11}_{\lambda\mu}$ $\hbar\,\Omega_\lambda$ (qu'on surestime) est donnée par

$$\hbar\Omega_\lambda = 2\,E_1\left(1 + 2 u_1^2 v_1^2 \frac{f_\lambda(1111)}{2\lambda+1}\frac{1}{E_1}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (\lambda \text{ pair})$$

où

$$2 u_1^2 v_1^2 = \frac{2\,N_j}{2j+1}\left(1 - \frac{N_j}{2j+1}\right) = \frac{\theta_N}{2}.$$

Pour $\lambda = 2$ on reconnaît en posant $\theta_{N_0} = -10\,E_1\, f_2\,(1111)^{-1}$, obtenue par une méthode très différente et sous des conditions moins restrictives, une formule analogue à la formule (163) de Belyaev. La présence de forces d'échange ne la modifierait pas; nous renvoyons pour sa discussion à Belyaev [*voir* aussi ([7]) de ([1])].

([1]) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 992.
([2]) P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, 112, 1958, p. 1900.
([3]) S. Takagi, *Prog. Theor. Phys.*, 21, 1958, p. 174.
([4]) *Phys. Rev. letters*, 3, 1959, p. 472.

(*Laboratoire de Physique nucléaire, Orsay, Seine-et-Oise.*)

THERMODIFFUSION. — *Sur quelques potentiels de diffusion thermique contrainte dans les chlorures en solution aqueuse.* Note (*) de M. **Jacques Chanu**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Nous indiquons brièvement le résultat de mesures de potentiel effectuées à l'aide d'une pile thermique sur des solutions aqueuses de chlorures alcalins et alcalino-terreux, choisis parmi ceux qui présentent chacun un effet Soret différent.

Dans les milieux électrolytiques, la mesure des différences de potentiel électrique est une des méthodes susceptibles d'apporter les indications les plus intéressantes en ce qui concerne en particulier la diffusion thermique.

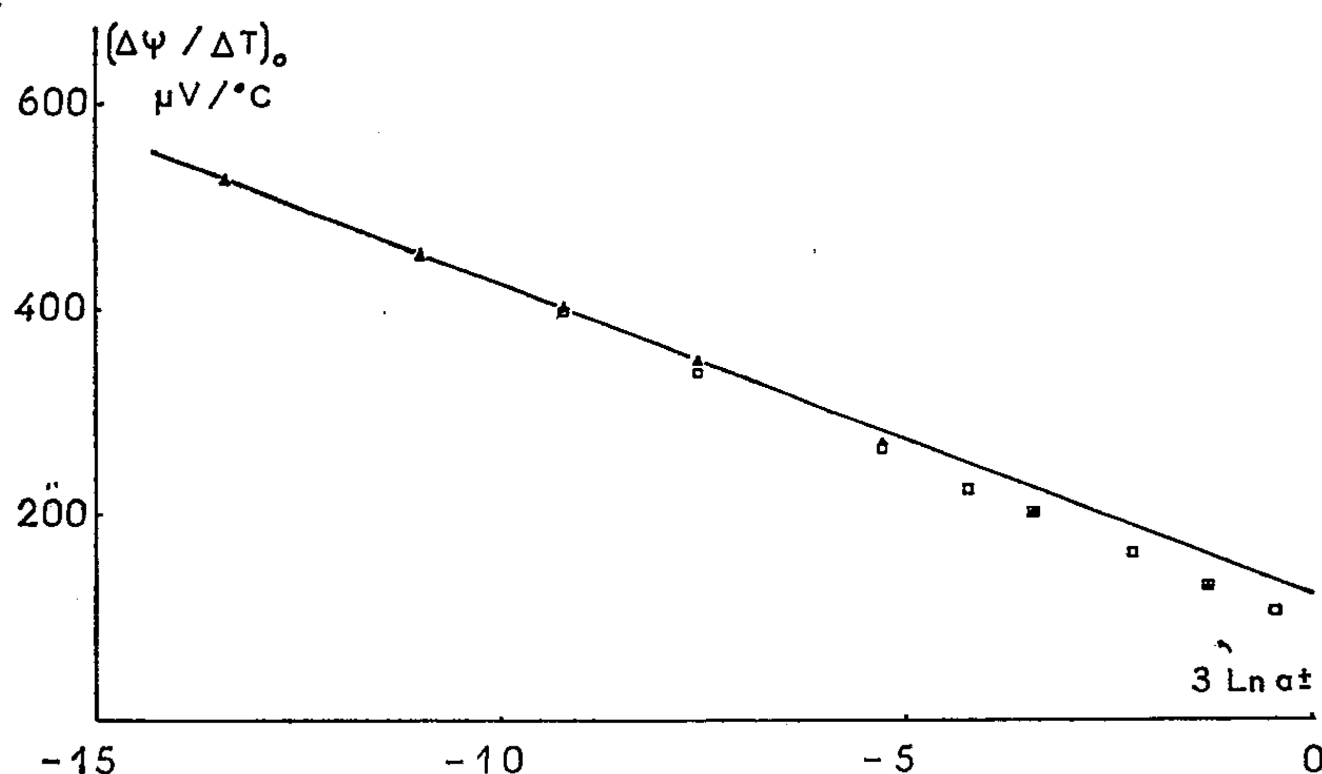


Fig. 1. — Cl_2Ba à 25° C.

▲ Pile thermique.

□ Cellule à thermodiffusion.

Il a été établi précédemment que la valeur du gradient de potentiel grad ψ_∞ *mesurable* dans une solution aqueuse d'électrolyte, soumise à un gradient thermique grad T se trouve liée directement à l'entropie de transfert [1] $\tilde{S}_i^{(a)}$ de l'ion réversible *i*, au moment où l'équilibre Soret est atteint [2].

Utilisant des techniques indépendantes, Agar et Breck [3] d'une part et l'auteur [4], d'autre part, sont parvenus à suivre pour la première fois quantitativement le rapport grad ψ/grad T au cours de l'effet Soret. Pour les chlorures alcalins et alcalino-terreux que nous avons étudiés, nous avons trouvé que $(\text{grad}\,\psi/\text{grad}\,T)_{\text{Soret}}$ ne représentait en général qu'une petite fraction du rapport $(\text{grad}\,\psi/\text{grad}\,T)_0$.

Rappelons qu'on a

$$\text{grad}\,\psi_\infty = \text{grad}\,\psi_0 + \text{grad}\,\psi_{\text{Soret}}.$$

La mesure de grad ψ_0, gradient de potentiel initial existant dans un milieu électrolytique soumis à un gradient de température avant l'inter-

vention de la thermodiffusion ou potentiel de thermodiffusion contrainte, est beaucoup plus ancienne [3]. Elle doit se confondre en principe avec celle que fournissent les piles thermiques construites sur le modèle classique : deux compartiments à températures différentes reliés par un capillaire fin qui bloque efficacement la diffusion thermique.

La structure intrinsèque de l'expression de grad ψ_0 se prête mal à une discussion directe des mesures mais par contre le rapprochement de celles-ci avec les autres données expérimentales de l'effet Soret est particulièrement riche d'enseignement.

Aussi nous contenterons-nous ici d'indiquer les résultats de mesures qui ont été réalisées dans une pile thermique sur un certain nombre de chlorures alcalins et alcalino-terreux, à l'aide d'électrodes à Ag/Cl Ag à haute fidélité, en réservant leur analyse pour une publication ultérieure (*cf.* tableau).

d. d. p. initiale de thermodiffusion de chlorures en solution aqueuse (*en* μV/°C *à* 25°C) (*électrodes* Ag/ClAg).

Normalité 20°C.	$ClNH_4$. *m.*	$2 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl_2Ca. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl_2Mg. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.
0,02....	0,0200	−8,10	610	0,0100	−13,39	502	0,0100	−13,49	569
0,05....	0,0502	−6,39	544	0,0251	−11,02	431	0,0251	−11,04	505
0,1.....	0,1006	−5,12	492	0,0501	− 9,27	374	0,0501	− 9,23	449
0,2.....	0,2019	−3,86	446	0,1004	− 7,52	320	0,1004	− 7,42	397
0,5.....	0,5103	−2,22	376	0,2517	− 5,08	242	0,2516	− 4,95	320
1.......	1,0405	−0,94	324	0,5064	− 3,06	183	0,5059	− 2,86	266
2.......	2,1674	+0,42	268	-	-	-	1,0237	− 0,19	199

Normalité 20°C.	Cl_2Ba. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.	Cl_2Sr. *m.*	$3 \ln a^{\pm}$.	$\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta T}\right)_0$.
0,02.......	0,0100	−13,41	525	0,0100	−13,42	544
0,05.......	0,0251	−11,00	453	0,0250	−11,00	469
0,1........	0,0502	− 9,24	403	0,0501	− 9,21	418
0,2........	0,1004	− 7,59	350	0,1004	− 7,53	363
0,5........	0,2522	− 5,29	271	0,2517	− 5,16	286
1..........	0,5084	− 3,43	202	0,5062	− 3,19	226
2..........	1,0333	− 1,29	135	1,0253	− 0,84	156

Nous avons envisagé deux groupes de sels, l'un présentant un effet Soret appréciable, l'autre pour lequel cet effet est faible sinon nul.

Si l'on construit les courbes $(d\psi/dT)_0$ en fonction de $\ln a^{\pm}$ ($a^{\pm}$, activité moyenne), on notera, en première approximation, un comportement voisin de la linéarité pour les sels à effet Soret faible ($Cl\,NH_4$, Cl_2Ca, Cl_2Mg) ce qui ne semble pas être le cas pour ceux dont l'effet Soret est notable. Pour

ces derniers, nous présentons les courbes (*fig.* 1 et 2) où l'on a mentionné les valeurs mesurées précédemment dans la cellule à thermodiffusion. La concordance de ces mesures, bonne pour Cl_2Ba, semble moins satisfaisante pour Cl_2Sr.

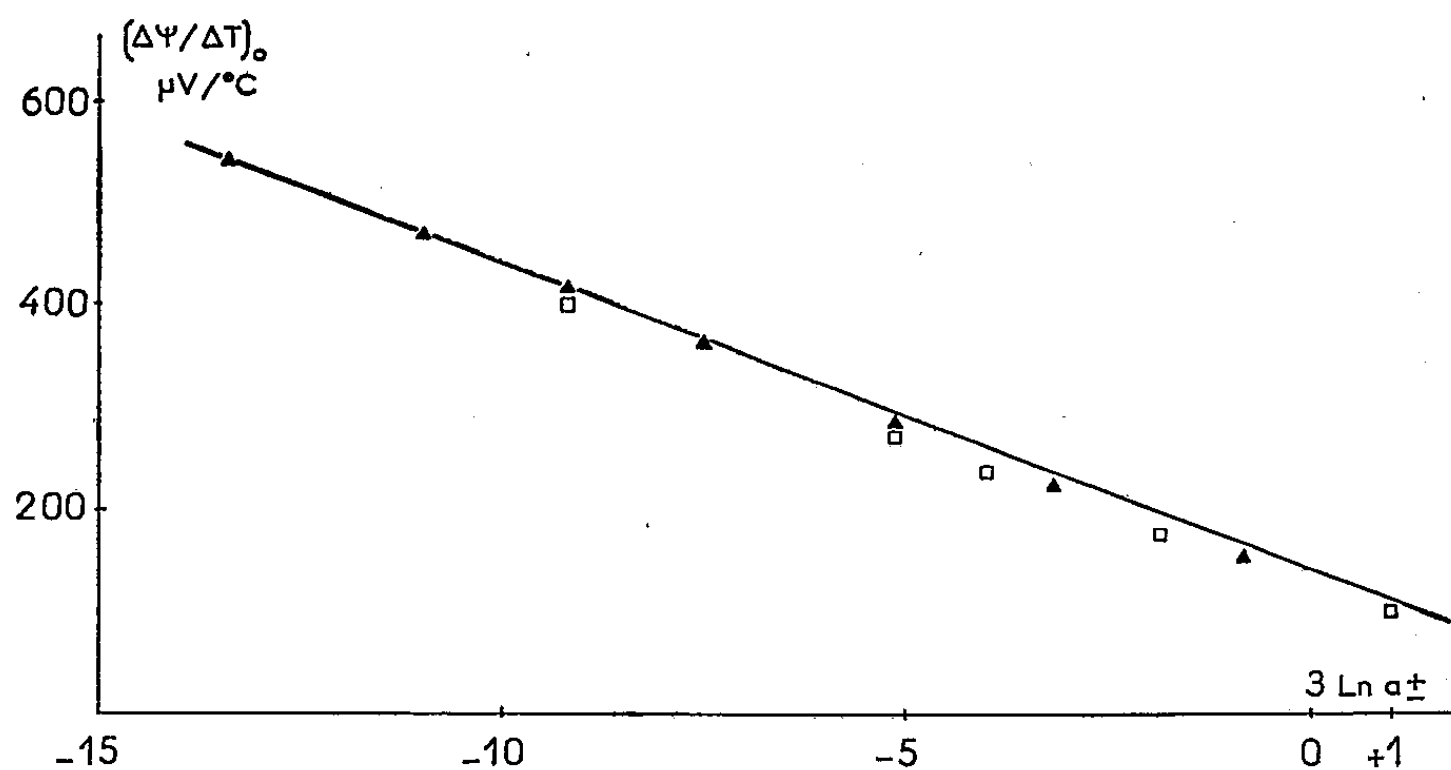


Fig. 2. — Cl_2Sr à 25° C.

▲ Pile thermique.

□ Cellule à thermodiffusion.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Entropie de transfert absolue encore appelée entropie de l'ion en mouvement.

(2) J. CHANU, in *Transport Processes in Statistical Mechanics*, Interscience Publishers, New-York, 1958, p. 402-411.

(3) J. N. AGAR et W. G. BRECK, *Trans. Faraday Soc.*, 53, 1957, p. 167.

(4) J. CHANU, *Thèse*, Paris, 1957.

ACOUSTIQUE MUSICALE. — *Sur le chevalet du violoncelle.* Note (*) de M. **Benjamin Bladier**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On a étudié sur plusieurs chevalets, disposés tour à tour sur un bloc de béton puis sur leur instrument, la réponse à une excitation mécanique, à l'aide de capteurs piézoélectriques fixés sur le chevalet. Ensuite, sur l'instrument, le niveau de pression sonore provoquée par deux excitateurs électrodynamiques, travaillant en série et en opposition de phase, disposés tout d'abord en deux points de la table (l'un à 3 cm en arrière du pied droit du chevalet, l'autre à 3 cm en arrière du pied gauche), enfin, de part et d'autre sur le haut du chevalet parallèlement à la table.

Le processus opératoire diffère de celui décrit antérieurement (1), (2) par le mode d'excitation, et la durée de l'exploration continue de la plage de fréquence (20 à 5 000 Hz) du générateur, portée à 6 mn. Excitateurs et capteurs, étudiés deux à deux pour chaque type, ont des sensibilités inégales, mais conservent sensiblement la même phase en fonction de la fréquence; il en est de même des divers amplificateurs; la reproductibilité des phénomènes est satisfaisante si l'on a soin de remettre correctement en place les excitateurs, et de rendre les capteurs bien solidaires du chevalet. Il n'a pas été tenu compte de l'influence propre de chaque capteur (dont le poids est de 24 g) ni de leur surface de contact avec le chevalet (0,8 cm^2).

Dans les limites de nos expériences on peut résumer ainsi les résultats obtenus :

1° Dans la transmission des vibrations des cordes à la caisse, le chevalet ne joue pas uniquement le rôle d'un organe de couplage passif.

2° Une excitation alternative exercée sur le haut du chevalet dans le plan de celui-ci donne naissance à deux forces alternatives exercées sur la table par chacun des pieds du chevalet. Nous considérons pour chacune de ces forces les trois composantes situées respectivement : deux dans le plan du chevalet (l'une X perpendiculaire à la table, l'autre Y latérale) et une troisième Z perpendiculaire au plan du chevalet.

3° D'une manière générale le niveau de vibration, recueilli sur les deux pieds, est maximal dans le plan X, suivi de près par celui du plan Y, le minimum se trouvant dans le plan Z. Les vibrations recueillies sous la découpure centrale appelée cœur, ainsi que celles obtenues de part et d'autre de ce dernier, sont maximales dans le plan Y.

4° La réponse dans le plan X de chevalets étudiés sur un bloc de béton met en évidence, en fonction de la fréquence d'excitation (20-5 000 Hz), un comportement complexe : Passif dans la transmission d'ailleurs inégale des basses fréquences (20 à 200 Hz), il devient actif entre 200 et 1 100 Hz (résonances propres d'un niveau moyen de 20 dB), enfin, il est inerte de 1 200 à 5 000 Hz (affaiblissement net de 20 dB au-delà de ces résonances).

5° La réponse du pied droit n'est pas la même que celle du pied gauche. Les chevalets classiques (13 g) sont nettement différenciés. Sur des chevalets sans découpures les résonances, moins larges et moins amples, sont d'autant plus déplacées vers des fréquences plus élevées que le chevalet est plus lourd.

6° La modification de l'impédance de couplage, par interposition de caoutchouc entre les pieds et le bloc, déporte la réponse vers des fréquences plus graves.

7° Sur l'instrument les trois parties distinctes de la réponse sont moins évidentes; en plusieurs points les interactions, dues vraisemblablement aux résonances de la caisse, modifient son comportement.

8° Certaines résonances de la caisse sont modifiées non seulement par la présence du chevalet, mais encore suivant le type adopté. Il se comporte d'une façon différente suivant l'élasticité de la table; par suite il est capable de régir et de modifier le timbre de la production sonore dans certaines plages de fréquences.

9° Si l'excitation se propageait dans le chevalet sans changer de phase (comme dans un conducteur), la différence entre l'état du sommet et celui des pieds, 9 cm plus loin, ne pourrait être notable pour les longueurs d'onde en question. Or, l'expérience ne vérifie pas toujours cette prévision : les interactions, dues vraisemblablement aux vibrations dans les plans Y et Z, semblent responsables des modifications dans le plan X, jusqu'à faire varier le déphasage entre les deux pieds, d'environ 0° à $\pm$ 180°, et cela pour plusieurs fréquences. Donc sous les pieds du chevalet les deux sources sonores de l'instrument ([2]) ne sont pas toujours excitées alternativement ([3]).

10° Le chevalet se comporte comme un amplificateur (leviers), de gain le plus souvent égal à 2 (6 dB entre ut_1 et mi_4 de 66 à 660 Hz), ensuite inférieur ou au plus égal à 1 (entre mi_4 et ut_6 de 660 à 2 112 Hz).

11° Les réponses dans les plans Y et Z, montrent que le chevalet oscille approximativement autour d'une droite du plan X ([4]); le calcul situe celle-ci aux deux-tiers de sa hauteur, soit aux environs du cœur; les vérifications par l'exploration du chevalet confirment, pour une plage de fréquences comprise entre 66 et 180 à 220 Hz, un minimum de vibration au point situé par le calcul, aussi bien lorsque l'excitation s'effectue par excitateurs que lorsque ceux-ci sont remplacés par la corde et l'archet ([8]), (notes jouées : ut_1, mi_1, sol_1, sur la corde ut et sol_1, si_1, $ré_2$, sur la corde sol).

12° Ce minimum persiste si le chevalet, sans corde, est collé sur l'instrument, il disparaît si le chevalet est collé sur le bloc de béton. L'effet paraît dû surtout à la dissymétrie de l'instrument (âme-barre).

13° Compte tenu de nos réserves concernant l'axe d'oscillation, celui-ci ne passe ni par le pied droit (qui n'est pas fixé à travers la table par l'âme), ni par le pied gauche (également non fixé par la barre); d'une manière générale (de ut_1 à environ la_2) le niveau de vibration maximal est sur le

pied gauche, plus faible sur le pied droit et minimal aux environs du cœur. Ce minimum est d'autant mieux marqué que la force d'excitation est plus faible. De la_2 à ut_3 le niveau prépondérant est sur le pied droit (côté âme); l'effet d'axe n'existe plus.

14° Le chevalet réduit (au-delà de mi_4) les possibilités sonores du violoncelle, dans la plage de fréquences correspondant au maximum de sensibilité de l'oreille. Il ne rend donc plus sonore qu'une partie des vibrations.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) B. BLADIER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 791.

(2) B. BLADIER, *Contribution à l'étude du violoncelle*, C. N. R. S., Paris, 1958.

(3) Les réponses d'un même instrument excité en deux points de la table en opposition de phase, puis en phase, ne sont pas les mêmes, mais les niveaux sonores sont assez souvent voisins.

(4) Question évoquée pour le violon par Savart (5), discutée par Bouasse (6), signalée par Rimsky-Korsakov et N. A. Diakonov (7).

(5) F. SAVART, *Ann. Chim. et Phys.*, 2e série, 12, 1819.

(6) H. BOUASSE, *Cordes et membranes*, Delagrave, Paris, 1926.

(7) RIMSKY-KORSAKOV et N. A. DIAKONOV, *Instruments de musique*, Moscou, 1952.

(8) Dans ce dernier cas la forme de la réponse est complexe; alors qu'en utilisant des excitateurs celle-ci est sensiblement sinusoïdale.

(*Centre de Recherches scientifiques, industrielles et maritimes, Marseille.*)

ÉLECTROSTATIQUE. — *Charge des particules submicroniques dans les champs électriques ionisés. Mesure de la vitesse de précipitation de ces particules dans un champ électrique uniforme.* Note (*) de M. ROBERT COCHET, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

Dans une Note précédente [1], nous avons établi une théorie de la charge des particules submicroniques dans les champs électriques ionisés et donné la vitesse de précipitation de ces particules dans un champ électrique. Une première vérification expérimentale de cette théorie appliquée à des sphérules de gomme laque dont les rayons sont compris entre 0,02 et 0,5 μ donne des résultats intéressants.

Les recherches expérimentales sur la charge et la vitesse de précipitation des particules submicroniques dans l'air sont peu nombreuses. Citons pour mémoire les premières expériences de Rohmann [2] portant sur des oxydes dont les rayons sont de l'ordre du micron, puis celles de W. N. Lipscomb, T. R. Rubin et T. N. Sturdivant [3]. Ces auteurs attribuent leurs résultats incertains à la perturbation de l'écoulement laminaire entre les électrodes du condensateur plan par les turbulences dues au faisceau d'ions dans lequel se chargent les particules.

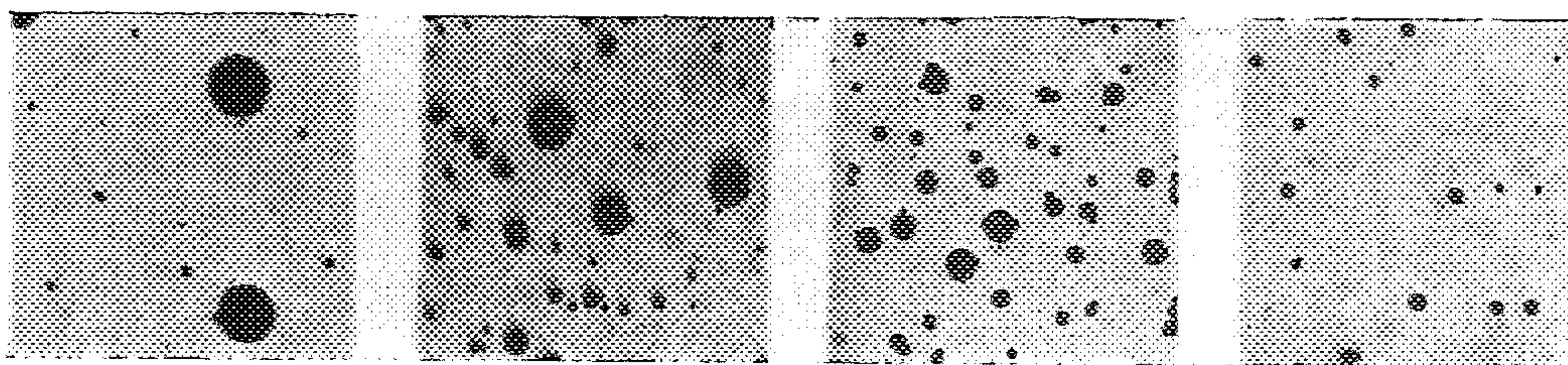


Fig. 1.

$x = 5$ cm. $x = 7$ cm. $x = 11$ cm. $x = 14$ cm.

Micrographies électroniques d'échantillons d'un dépôt de sphérules de gomme laque prélevés à différentes distances x (G × 5 000). Les conditions expérimentales de formation du dépôt sont les suivantes : $E = 5\,000$ V/cm, $t = 0{,}01$ s, $N_0 = 8.10^7$ ions/cm^3.

Nous avons repris le dispositif décrit dans [3], puis modifié le dispositif d'ionisation et isolé le faisceau d'ions de la veine gazeuse entraînant les sphérules chargées entre les électrodes du condensateur plan.

Les sphérules de gomme laque fabriquées à partir d'une solution alcoolique plus ou moins concentrée constituent l'élément solide d'un aérosol entraîné dans un champ électrique E au travers d'un faisceau d'ions positifs de profondeur l et de concentration N_0, pendant un temps t dépendant directement de la vitesse de passage de l'aérosol. L'aérosol de sphérules ainsi chargées est dirigé avec la vitesse V_{max} dans l'axe d'un condensateur plan à armatures horizontales. On maintient le champ électrique E et l'on entretient un courant gazeux entre ses armatures distantes de $2y = 3$ cm.

Signalons que cet écoulement gazeux à section rectangulaire a fait l'objet d'une visualisation permettant une étude expérimentale de la répartition des vitesses d'entraînement des sphérules dans un plan de symétrie vertical. Jusqu'à $V_{max} = 40$ cm/s la théorie de l'écoulement laminaire est acceptable.

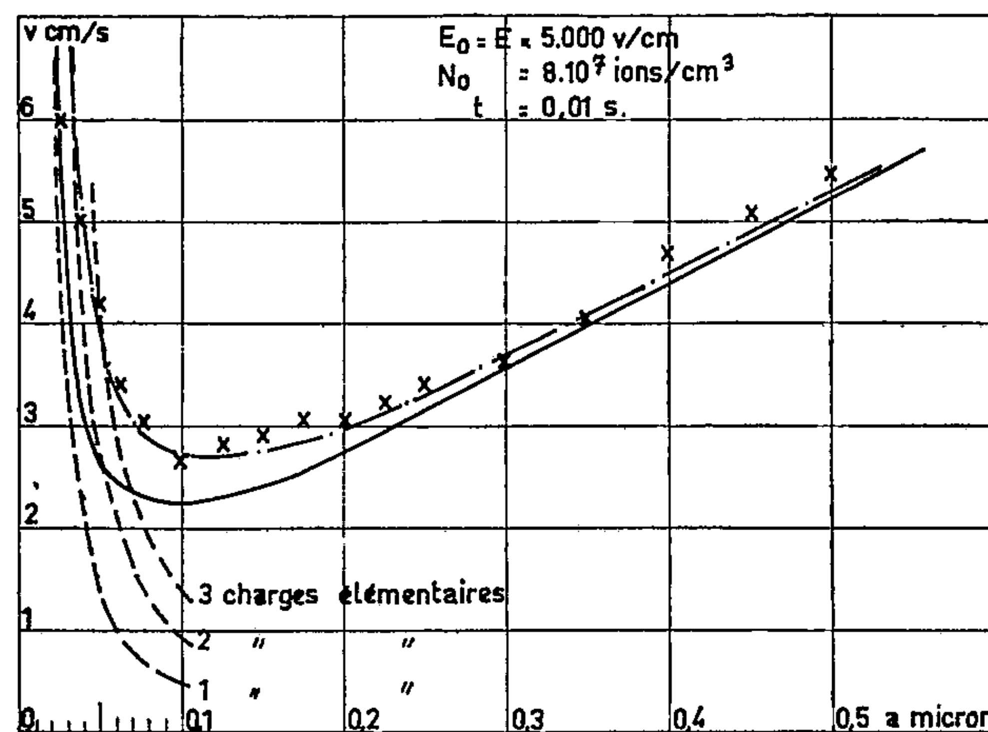


Fig. 2.

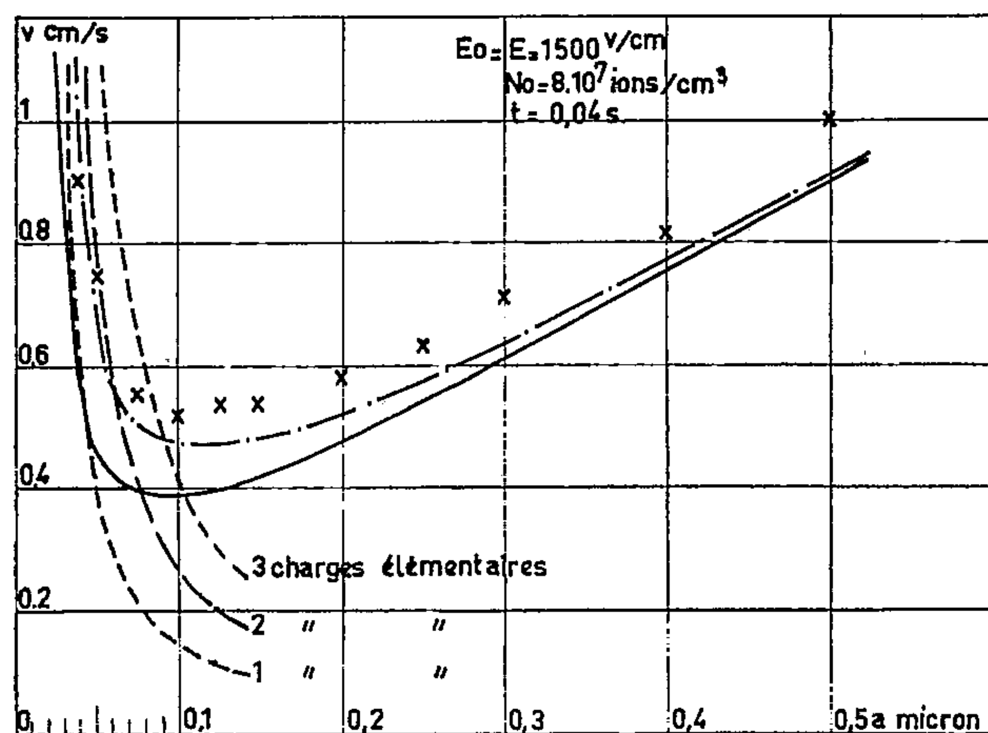


Fig. 3.

Vitesse de précipitation de sphérules de gomme laque dans un champ E.

×	points expérimentaux;	
———	courbes théoriques :	$l_i = 6{,}6 . 10^{-6}$;
.—.—.	» »	$l_i = 9{,}35 . 10^{-6}$;
--------	» »	relatives à des sphérules portant 1, 2, 3 charges élémentaires.

Les sphérules de rayon a portant la charge Q sont précipitées, dans le champ électrostatique uniforme E avec la vitesse v sur l'une des armatures du condensateur, à une distance x de leur point d'introduction dans le champ E. L'examen au microscope électronique des dépôts de sphérules recueillies selon une méthode classique donne la répartition des différents

groupes de sphérules compris entre deux rayons $a + \Delta a$ en fonction de x. Le travail de microscopie électronique portant sur un nombre important d'échantillons a été réalisé au Laboratoire de Microscopie et Diffraction électronique de M. Jean-Jacques Trillat. La vitesse de précipitation v d'une sphérule a, déduite de son point d'impact x, est donnée par la relation

$$v = \frac{2 V_{max}}{3x} y.$$

Connaissant la vitesse de précipitation v d'une sphérule dans un champ E, sa charge Q est aisément calculable.

Les échantillons du dépôt représentés sur la figure 1 montrent que le « spectre de précipitation » est replié sur lui-même. Au début du dépôt, on trouve des grosses et des petites sphérules $a = 0{,}5\,\mu$ et $a = 0{,}05\,\mu$; à la fin, il n'y a que des sphérules dont les rayons a sont de l'ordre du dixième de micron; *ce sont les sphérules les plus difficiles à précipiter.*

Les vitesses de précipitation obtenues expérimentalement et représentées sur les figures 2 et 3 montrent que les fines sphérules sont mieux chargées que ne le prévoit la théorie (¹) en supposant que l'énergie cinétique moyenne d'un ion monomoléculaire soit la même que celle d'une molécule gazeuse, ce qui est probablement vrai dans un champ électrique ne dépassant pas quelques milliers de volts par centimètre.

En réalité, l'image électrique de l'ion dans la particule favorise sa capture et peut lui communiquer une énergie qui augmente son libre parcours vers la particule.

Notons également que pour des raisons de probabilités, le libre parcours l_i d'un ion introduit dans la théorie de charge des particules submicroniques peut, dans certaines conditions, être supérieur au libre parcours moyen. Des considérations théoriques montrent qu'on est conduit à prendre l_i d'autant plus grand que E est plus faible (image électrique ou probabilité de capture).

En admettant $l_i = l_g\sqrt{2}$, la théorie que nous nous sommes proposé de vérifier est en bon accord avec l'expérience dans le domaine étudié, en particulier pour des champs E compris entre 1500 et 5 000 V/cm.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(¹) R. Cochet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 243.

(²) Rohmann, *Z. Phys. Dtsch.*, 17, 1923, p. 253.

(³) W. N. Lipscomb, T. R. Rubin et T. N. Sturdivant, *J. Appl. Phys.*, 18, 1947, p. 72.

(*Laboratoire des Hautes Tensions du C. N. R. S., Bellevue.*)

MAGNÉTISME — *Mesure des susceptibilités de différents oxydes de vanadium et de leur variation en fonction de la température.* Note (*) de M. **Jean Roch**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie, de 100 à 373° K la variation de susceptibilité des oxydes tri-, tétra- et pentavanadiques, et l'on montre qu'il existe différentes variétés de l'oxyde V_2O_4, très différentes au point de vue magnétique. La méthode peut être utilisée pour déterminer, au moins qualitativement, la composition d'un oxyde de vanadium.

Nous avons décrit précédemment [1] un montage utilisé pour étudier les susceptibilités de corps paramagnétiques en fonction de la température et donné pour V_2O_5 la valeur $\chi = 1,1 \pm 0,1 . 10^{-6}$ C. G. S., indépendante de la température. Nous avons utilisé le même dispositif pour l'étude des autres oxydes de vanadium. Cependant, dans l'intervalle 20-100° nous avons remplacé le four par un tube de laiton chauffé à la vapeur d'eau, qui nous permet une définition de la température à 1° près et évite les vibrations dues aux courants de convection.

La variation de susceptibilité de l'oxyde trivanadique V_2O_3 est représentée sur la figure 1 (courbe *b*). Elle présente une discontinuité entre 150 et 175° K, en accord avec les résultats de Bizette [2].

Pour l'oxyde tétravanadique V_2O_4 le problème est plus complexe et les résultats des différents auteurs non concordants. Certains indiquent une forte transition antiferromagnétique aux environs de 68° C [3], [4], mais qui ne semble pas présente dans toutes les formes du composé [5]. Nous avons pu [6] étudier différents échantillons de V_2O_4 obtenus à basse température; ils correspondent à des hydrates qui perdent progressivement leur eau lorsqu'on les chauffe pour aboutir à l'oxyde anhydre lui-même. Les courbes de susceptibilités correspondantes sont très différentes. Celles concernant les hydrates à 1 et 2 mol d'eau (courbes *c* et *d*) obéissent à la loi de Curie, avec l'existence d'un important champ moléculaire et la présence d'un terme constant correspondant au diamagnétisme de la molécule. On peut les mettre sous la forme

$$V_2O_4,\ 2\,H_2O \text{ vert}: \quad \chi = -3.10^{-6} + \frac{3,25.10^{-3}}{T+180};$$

$$V_2O_4,\ H_2O: \quad \chi = -2,5.10^{-6} + \frac{3,89.10^{-3}}{T+150}$$

et les moments magnétiques moléculaires exprimés en magnétons de Bohr prennent respectivement les valeurs 1,62 et 1,73, ce dernier correspondant très exactement à un spin 1/2, tel qu'on est en droit de l'espérer pour le groupement VO_2. Quant au premier, il correspond à la valeur observée par Foëx [7].

Les résultats sont moins nets pour les hydrates intermédiaires ou mélanges d'hydrates. Enfin, pour l'oxyde V_2O_4 anhydre ou chauffé

à 1000° (courbe *e*) la susceptibilité est sensiblement constante et voisine de $1,1.10^{-6}$ jusqu'à 50° C, puis présente une très forte variation localisée entre 60 et 75° C pour atteindre 7.10^{-6} à partir de 80° C. Les résultats sont sensiblement identiques pour un oxyde obtenu par réduction à haute température.

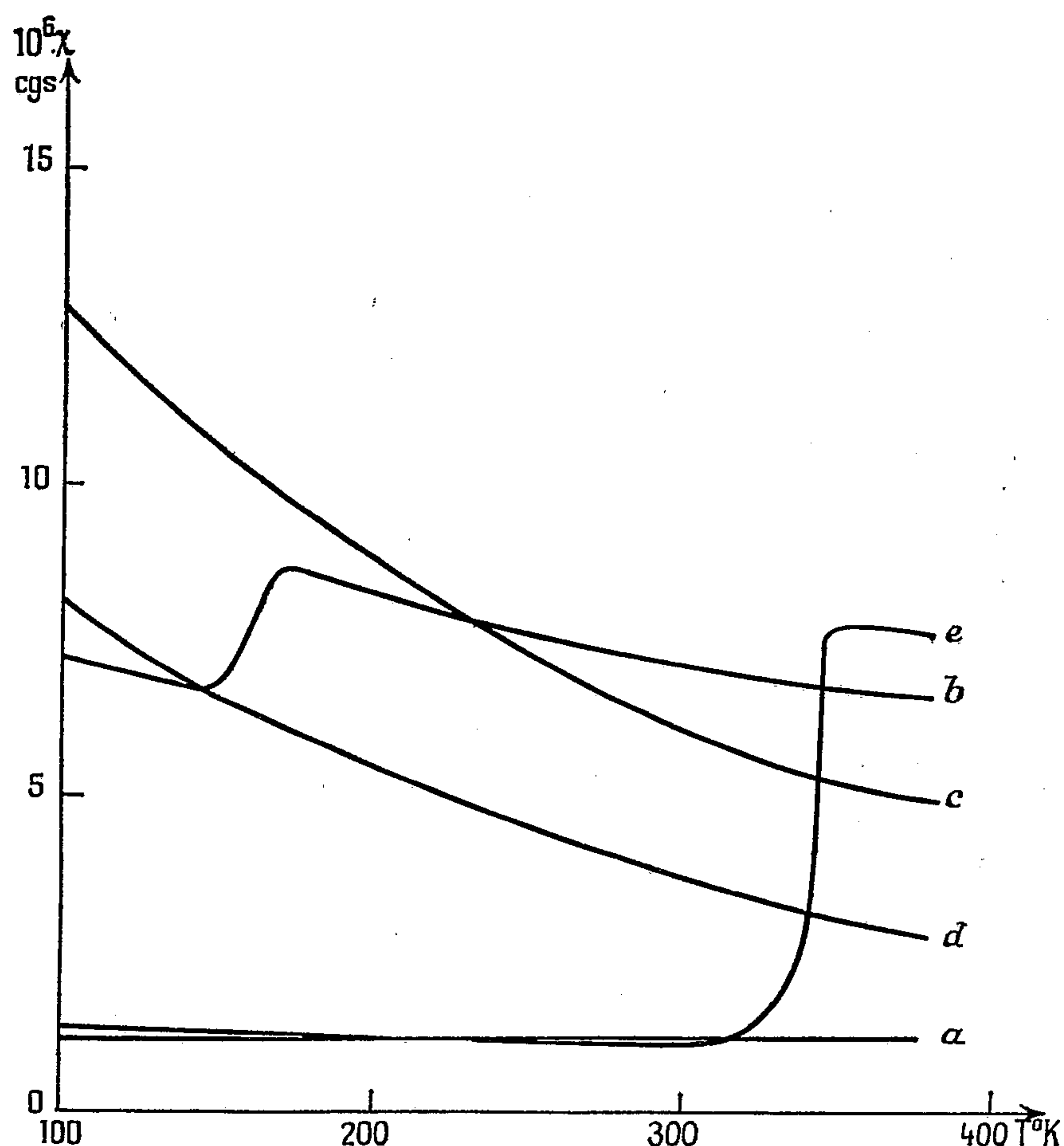


Fig. 1. — Variation des susceptibilités des oxydes de vanadium en fonction de la température : *a*. V_2O_5; *b*. V_2O_3; *c*. V_2O_4, H_2O; *d*. V_2O_4, $2H_2O$; *e*. V_2O_4 anhydre.

Ainsi, les divergences entre les nombreux auteurs cités peuvent s'expliquer par une différence entre les degrés d'hydratation d'oxydes obtenus à des températures différentes. Le tétroxyde semble exister sous au moins deux formes différentes : une forme anhydre fortement antiferromagnétique avec une température de transition de 68° C et une variété plus ou moins hydratée et correspondant sensiblement à la molécule VO_2, nH_2O.

Nous avons utilisé les résultats précédents pour déterminer la nature de produits obtenus par réduction de V_2O_5. L'analyse chimique permet difficilement d'atteindre autre chose que le degré d'oxydation moyen du vanadium. Au contraire les courbes de variation de la susceptibilité

magnétique en fonction de la température représentées sur la figure 2, montrent immédiatement que le produit 1 est constitué par V_2O_4 anhydre, que le produit 2 contient V_2O_4 hydraté sans doute mélangé à V_2O_5 et que le produit 3 correspondant à un mélange de V_2O_3 et de V_2O_4 anhydre.

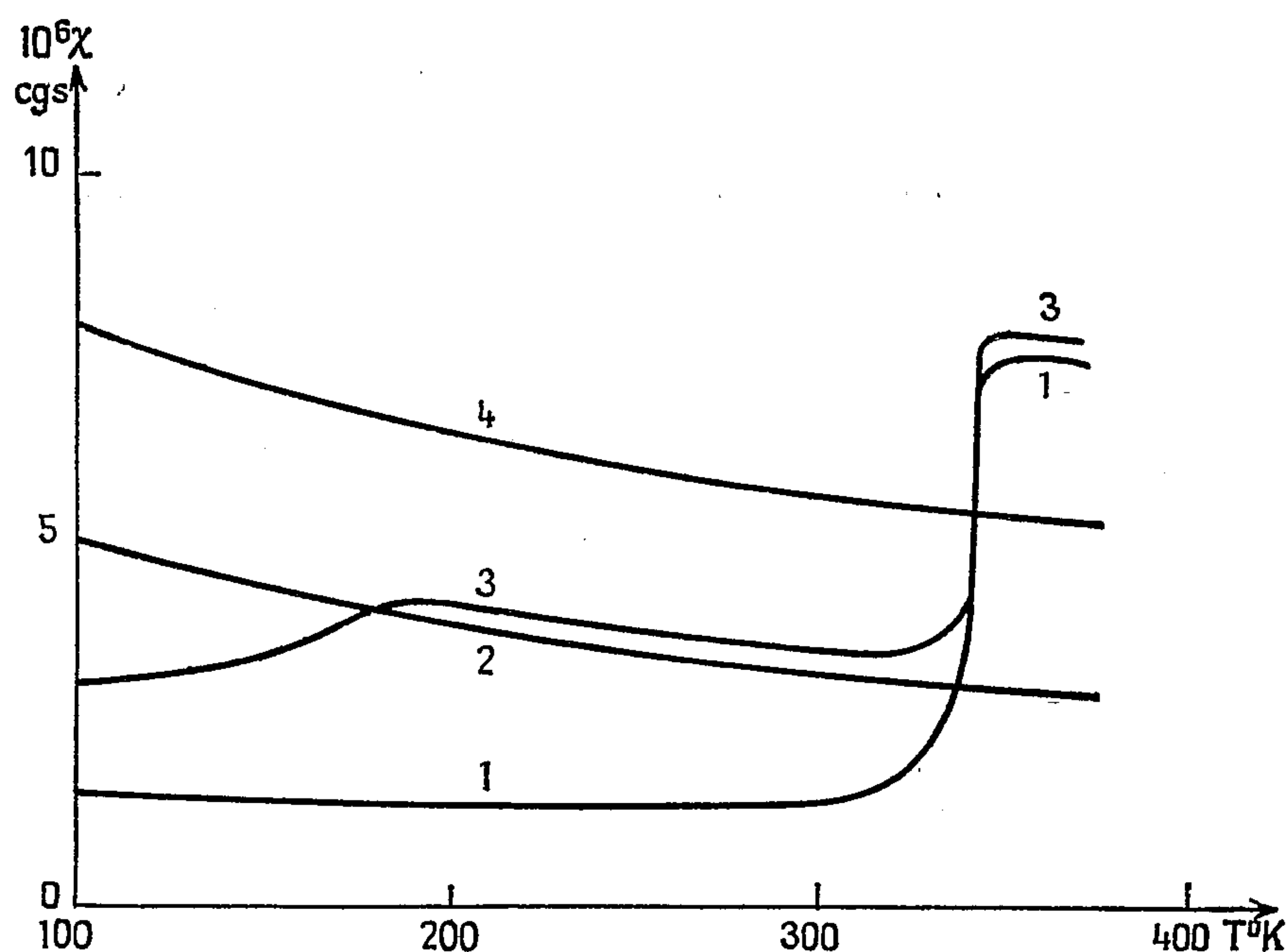


Fig. 2. — Variation des susceptibilités de mélanges d'oxydes de vanadium en fonction de la température : 1. V_2O_4 anhydre presque pur; 2. V_2O_4 hydraté + V_2O_5; 3. V_2O_4 anhydre + V_2O_3; 4. V_2O_4 hydrate intermédiaire (1,4 H_2O).

On peut même obtenir un ordre de grandeur des proportions.de ce mélange en comparant les amplitudes des discontinuités. On trouve ainsi environ 40 % de V_2O_3 et 60 % de V_2O_4.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) J. Roch, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 56.
(2) H. Bizette, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 161.
(3) W. Klemm et E. Hoschen, *Z. anorg allgem. Chem.*, 226, 1936, p. 359.
(4) N. Perakis et J. Wucher, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 354.
(5) M. S. Archer, D. S. P. Rœbuck et F. J. Whitby, *Nature*, 174, 1954, p. 754.
(6) Grâce au concours du Professeur J. L. Bernard.
(7) Foëx, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1949, mise au point D 7.

(*École Normale Supérieure de Saint-Cloud, Seine-et-Oise et Laboratoire d'Électronique*, B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses.*)

MAGNÉTISME. — *Sur l'effet perminvar de ferrites de* Ni Zn *riches en fer renfermant une faible proportion de cobalt.* Note de M. **André Marais**, transmise par M. Louis Néel.

On étudie l'influence de la composition et en particulier l'effet du cobalt sur la valeur du champ seuil du cycle étranglé.

Certains ferromagnétiques présentent dans les champs faibles une perméabilité constante et à partir d'une certaine valeur du champ, ou champ seuil H_s, les processus irréversibles commencent à se manifester d'une façon telle que le cycle d'hystérésis est étranglé. Ces deux caractères, perméabilité constante et étranglement, ont été observés pour la première fois avec des alliages Fe Ni Co ([1]). D'une façon générale, cet effet perminvar prend naissance chaque fois qu'un couplage magnétocristallin provoque un réarrangement atomique par rapport à la direction de l'aimantation spontanée ([2]). Dans le domaine de températures où la désaccommodation de la perméabilité est perceptible, ce cycle est fugitif, l'étranglement s'estompe sous l'action du champ de mesure ([3]).

Pour l'effet perminvar des ferrites riches en fer, von Kienlin a montré l'importance de la teneur en oxygène du ferrite par rapport à la stoechiométrie, ainsi que le renforcement de l'étranglement par une faible addition de cobalt ([4]). Nous précisons ici ces actions, dans le cas particulièrement intéressant de ferrites Ni-Zn frittés à 1150° dans l'oxygène. Les compositions sont indiquées par le pourcentage moléculaire initial des différents oxydes : x Fe_2O_3, y NiO, z ZnO, δ CoO ($x + y + z + \delta = 100$).

Cet effet perminvar doit être considéré comme l'aspect stabilisé, à la température ambiante, d'un traînage de diffusion décelé récemment vers 300-350°, par des mesures de désaccommodation de la perméabilité, avec le même type de ferrite sans cobalt ([5]). Nous caractériserons par le champ seuil H_s, l'anisotropie uniaxiale créée au cours du refroidissement consécutif au traitement thermique.

Pour un ferrite de composition initiale $x = 58$, $y = 30$, $z = 9$, $\delta = 3$, la figure 1 montre la variation de H_s avec la température. Ce champ tend à s'annuler aux températures où le champ de mesure efface l'étranglement. On obtient l'ordre de grandeur de l'énergie d'anisotropie uniaxiale d'un tel ferrite à 20° C, en posant en première approximation $K_a = H_s \times M_s$, ce qui donne avec $H_s = 15$ et $M_s = 420$, une énergie de l'ordre de 6 300 ergs/cm³.

En ce qui concerne cette énergie et son importance relative par rapport à l'énergie magnétocristalline cubique K_1, on trouve que l'étranglement est d'autant plus net que H_s est élevé et K_1 faible. Inversement, l'étranglement disparaît lorsque l'énergie K_1 devient prépondérante, ce qui est le cas des ferrites étudiés aux températures inférieures à l'ambiante,

températures pour lesquelles K_1 devient positif et augmente très rapidement lorsque la température diminue [6].

L'évolution des cycles en fonction de la température est donc fortement influencée par la présence d'une petite quantité de cobalt du fait de son

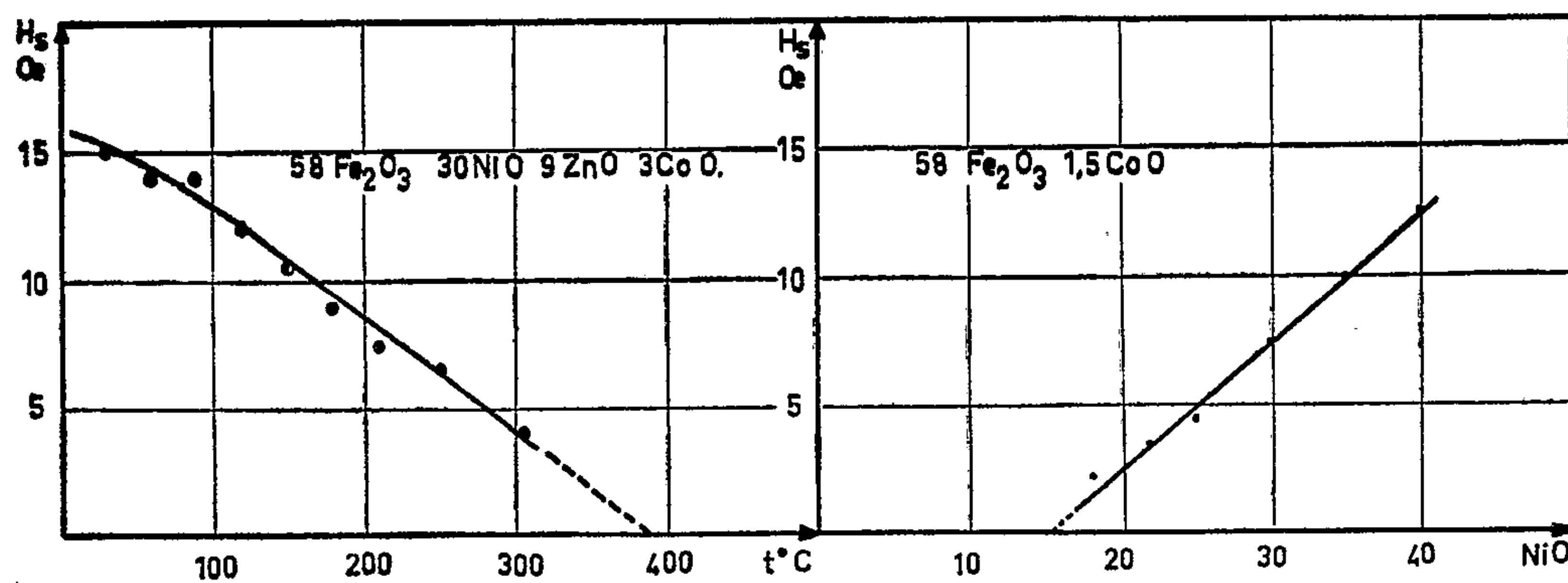


Fig. 1. Fig. 2.

action sur la valeur de l'énergie magnétocristalline K_1, le cycle présentant l'effet perminvar le plus marqué, étant obtenu, pour un matériau donné, à la température pour laquelle K_1 est minimum.

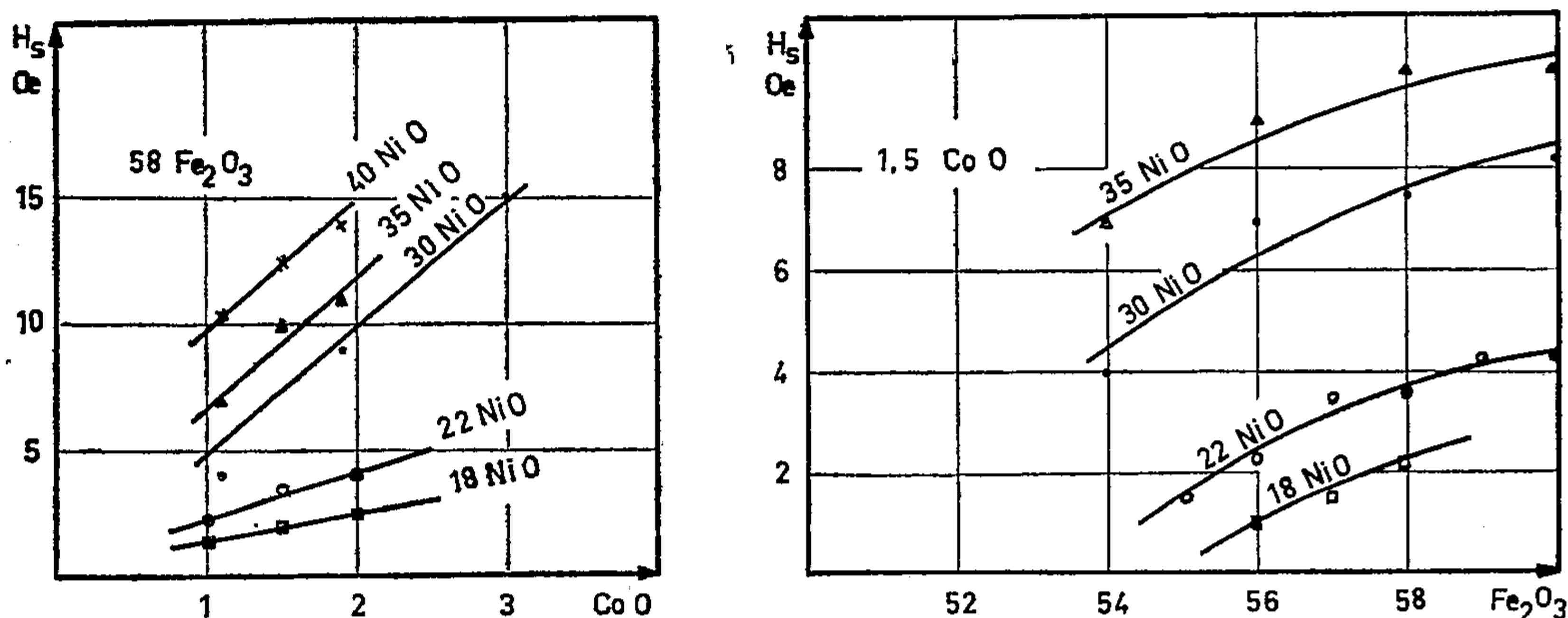


Fig. 3. Fig. 4.

Nous avons étudié ensuite l'influence de la composition sur la valeur du champ seuil, les conditions de frittage et le refroidissement restant les mêmes. Les figures 2, 3 et 4 rendent compte des résultats suivants :

a. Le champ seuil varie linéairement avec le pourcentage en oxyde de nickel et s'annule pour la composition dont le point de Curie est voisin de 300° C. En d'autres termes, l'aimantation spontanée étant nulle à la température où la diffusion est possible, aucun phénomène d'ordonnancement n'a lieu, le cycle d'hystérésis à l'ambiante ne présente pas d'étranglement.

b. Le champ seuil augmente également très rapidement avec la teneur en cobalt. A un pourcentage nul correspond un champ seuil très faible et l'étranglement se trouve alors masqué par les phénomènes d'hystérésis. Un deuxième effet du cobalt est donc de contribuer très fortement à l'augmentation de H_s.

c. L'excès d'oxyde ferrique contribue, dans une proportion moindre, à l'accroissement du champ seuil. Nous pensons, en ce qui concerne cet excès, comme von Kienlin l'a suggéré ([4]) et comme nous l'avons montré à propos de la désaccommodation ([5]), qu'il correspond à l'existence de lacunes. Ces lacunes rendent alors possible le réarrangement ionique lié à la direction de l'aimantation spontanée. D'autre part, si dans un ferrite pour lequel $x = 58$, $y = 30$, $\delta = 1,5$, on substitue jusqu'à 5 % Al_2O_3, on constate que la valeur de H_s varie peu et reste voisine de 7,5 Oe. Cette valeur étant celle du ferrite sans aluminium, le fer ferrique n'interviendrait donc bien que par son excès par rapport à la stoechiométrie, la température de frittage permettant par ailleurs de négliger le fer ferreux formé.

				O_2 pur.	$N_2 + 10\ \%\ O_2$.	$N_2 + 5\ \%\ O_2$.	$N_2 + 1\ \%\ O_2$.
				H_s (Oe).			
x.	y.	z.	δ.				
58	40	0,9	1,1	11	17	18	14
58	30	12,5	1,5	5	7	7,5	6,5

Nous avons pu également, en faisant varier la pression partielle d'oxygène, étudier l'influence du fer ferreux. On observe un maximum qui montre que le fer ferreux renforce également la valeur du champ seuil à condition qu'il subsiste suffisamment de lacunes.

Nous signalons enfin que la disparition de l'étranglement aux températures voisines de 350° a permis, notamment à partir de la variation de l'induction rémanente en fonction du temps, de déterminer l'ordre de grandeur de l'énergie d'activation, soit environ 1 eV. Elle est voisine de celle trouvée par la mesure de la désaccommodation ([5]).

(1) R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, 1951, p. 160.
(2) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 249.
(3) Brissonneau, *J. Phys. Chem. Solids*, 7, n° 1, 1958, p. 22.
(4) *Congrès international sur la physique de l'état solide et ses applications à l'Électronique et aux Télécommunications*, Bruxelles, 2-7 juin 1958.
(5) A. Marais et Th. Merceron, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2511.
(6) Van der Burgt, *Philips Res. Rep.*, 12, n° 2, 1957, p. 97.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide à Bellevue, Seine-et-Oise.*)

MAGNÉTISME. — *Aimantations thermorémanente et rémanente isotherme, dans un alliage* Pd_3Mn_2. Note de M. **Roger Wendling**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Une étude antérieure (¹) sur le comportement magnétique de Pd_3Mn_2 a montré que cet alliage est antiferromagnétique à l'état trempé et acquiert des propriétés thermorémanentes après un recuit approprié.

Pour mettre en évidence une éventuelle aimantation rémanente isotherme et étudier son comportement dans le temps, phénomènes qui échappaient à nos méthodes antérieures, les mesures publiées dans la présente Note ont été faites à l'aide d'un magnétomètre dont la description sera publiée ultérieurement.

Un échantillon d'un Pd_3Mn_2 fondu sous argon au four à induction, a été recuit pendant trois semaines à 450° C. Pendant ce recuit, la susceptibilité à température ambiante a crû linéairement de 15.10^{-6} à 450.10^{-6} par gramme. Le choix de la température et du temps de recuit est déterminant pour le comportement magnétique ultérieur de la substance. Dans ce qui suit, nous avons adopté les notations de Thellier (²) et Néel (³) pour l'aimantation rémanente isotherme (A. R. I.) et l'aimantation thermorémanente (A. T. R.).

Les courbes de la figure 1 représentent les valeurs de l'A. R. I. et de l'A. T. R. obtenues à diverses températures dans trois champs différents. Pour créer une A. R. I., l'échantillon, vierge de toute aimantation après un recuit à 365° C, est porté à la température indiquée en abscisses. Le champ magnétique est alors appliqué pendant 1 mn. L'échantillon est aussitôt refroidi à température ambiante en dehors de tout champ. 10 mn après la suppression du champ, on mesure l'A. R. I. figurant en ordonnées. Pour l'obtention d'une A. T. R. (courbes en traits discontinus), il a été procédé de la même manière, le champ appliqué agissant toutefois pendant la durée totale du refroidissement à température ambiante. La comparaison des tangentes à 17° C aux trois courbes de l'A. T. R. montre que les intervalles où le refroidissement dans un champ est efficace s'étendent d'autant plus vers les basses températures que le champ est plus intense. Ainsi les valeurs de σ (365° C, H, 17° C) ne représentent l'A. T. R. totale que lorsque H reste inférieur à environ 2 000 Oe. Dans des champs suffisamment faibles pour que l'A. R. I. soit négligeable devant l'A. T. R., nous avons pu vérifier la relation de Thellier :

$$\sigma(365^\circ, H, T_1) + \sigma(T_1, H, 17^\circ) = \sigma(365^\circ, H, 17^\circ).$$

La courbe (A) de la figure 2 représente la variation de σ (365°, H, 17°) en fonction de H. Cette grandeur atteint la saturation pour environ 5 000 Oe. Cependant, la courbe n'est plus représentative de l'A. T. R. totale

au-dessus de 2 000 Oe. La courbe (B) de la même figure donne la variation de l'A. R. I. à température ambiante en fonction du champ appliqué, les mesures ayant été effectuées environ 4 mn après la suppression du champ.

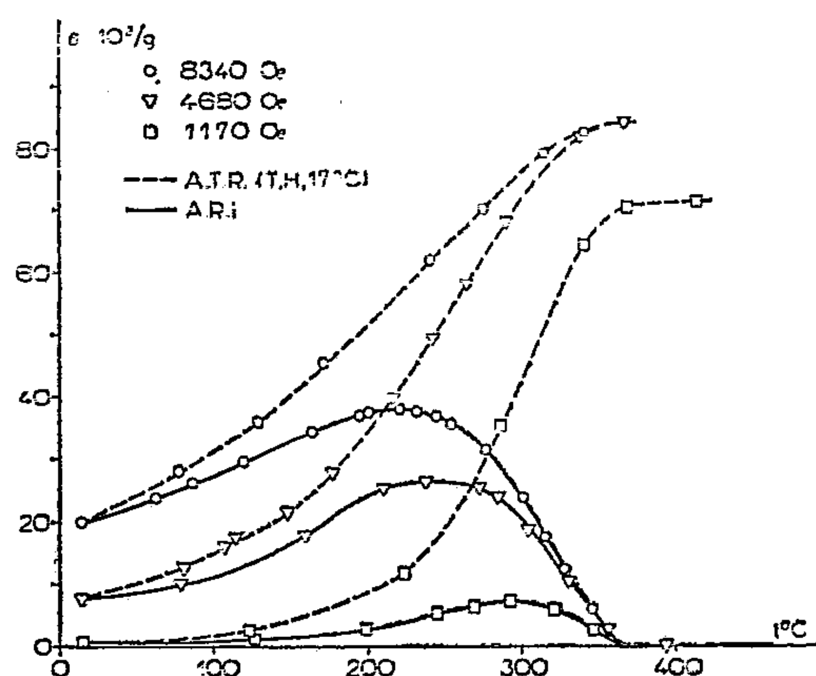


Fig. 1.

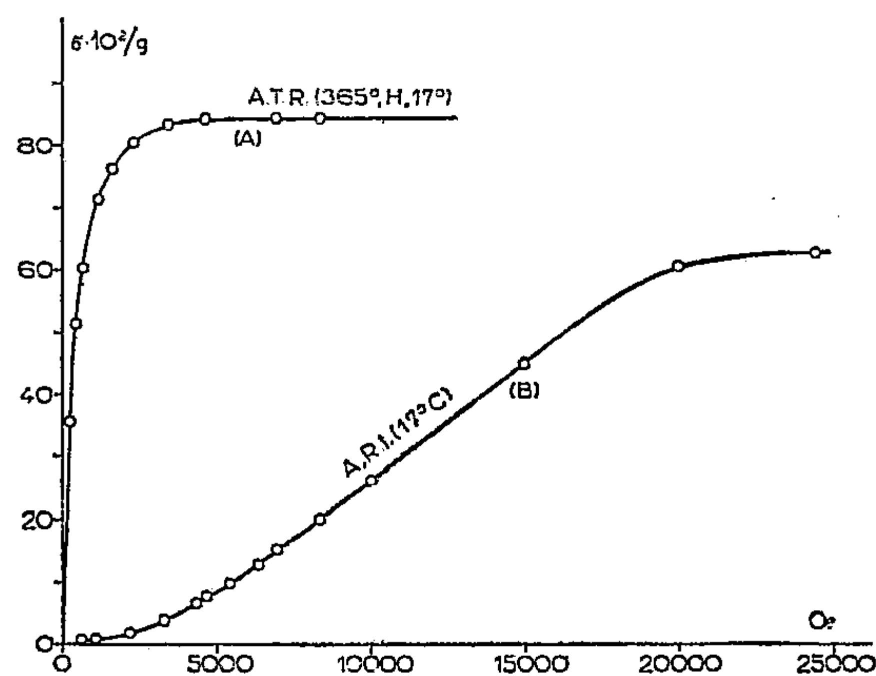


Fig. 2.

Une A. R. I. créée à température ambiante T_0 décroît spontanément avec le temps, suivant une loi déjà mise en évidence par Thellier dans les roches et les terres cuites.

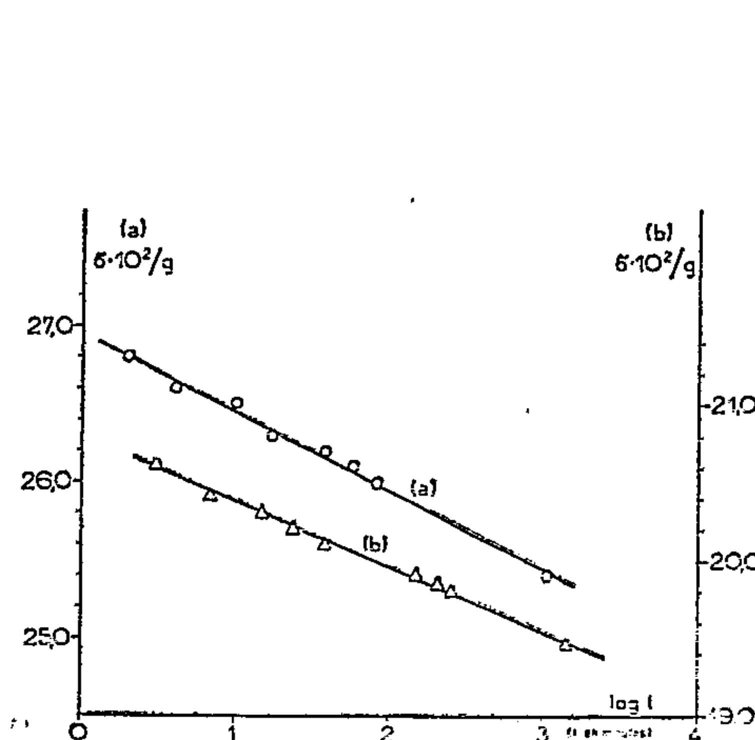


Fig. 3.

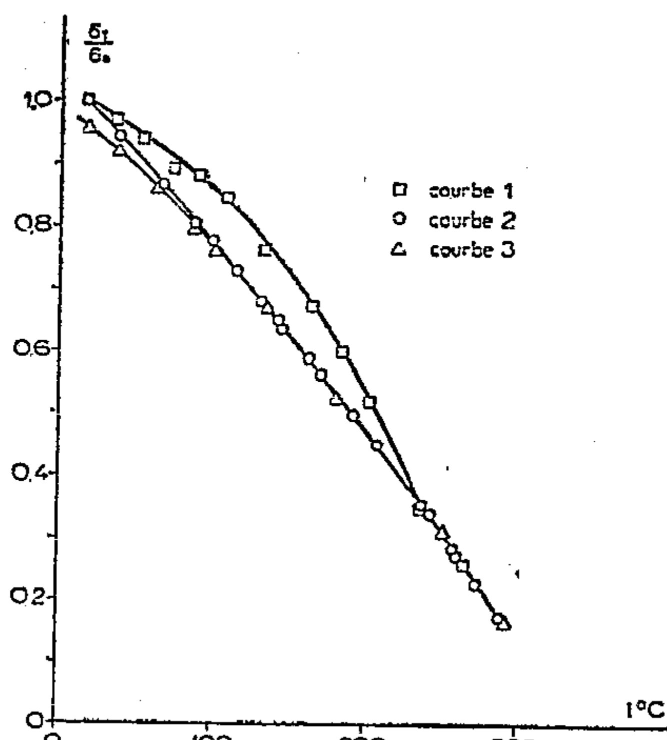


Fig. 4.

Cette décroissance est proportionnelle au logarithme du temps et a été portée sur la figure 3 pour deux A. R. I., l'une (courbe *a*) obtenue dans un champ de 10 030 Oe, l'autre (courbe *b*) obtenue dans un champ de 8 340 Oe.

Une diminution de rémanence peut être produite plus rapidement par un recuit à une température supérieure à T_0. L'échantillon, porteur d'une A. R. I. créée à T_0, et ayant la valeur σ_0 20 mn après la suppression du

champ, a été traité par des recuits successifs de même durée (environ 5 mn) à des températures croissantes T. La courbe 1 de la figure 4 représente les aimantations rémanentes mesurées à T_0 après chacun de ces recuits, σ_0 étant prise comme unité.

Les points de la courbe 2 de la figure 4 représentent les A. R. I. mesurées à la température même du recuit, 20 mn s'écoulant entre deux mesures successives.

Les points de la courbe 3 sont relatifs à un échantillon porteur d'une A. R. I. initiale identique, la variation thermique ayant cependant été commencée environ un jour après la suppression du champ.

Les propriétés magnétiques de Pd_3Mn_2 recuit sont analogues à celles des roches et terres cuites étudiées par Thellier. Leur interprétation entre donc dans le cadre de la théorie de Néel ([3]) sur les propriétés d'un ensemble de grains. Des traitements thermiques appropriés de Pd_3Mn_2 nous permettant de faire varier certains paramètres, nous espérons pouvoir préciser la nature de ces grains par des expériences ultérieures.

([1]) J. P. BURGER, R. WENDLING et J. WUCHER, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 427.
([2]) E. THELLIER, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 205.
([3]) L. NÉEL, *Ann. Géophys.*, 5, 1949, p. 99.

(*Laboratoire Pierre Weiss,*
Institut de Physique, Strasbourg.)

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Influence de la fréquence et de la structure sur l'indice de réfraction complexe des métaux et des lames métalliques minces.* Note (*) de M. **Marcel Gourceaux**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans deux précédentes Notes [1] traitant de la transparence des métaux alcalins en rayonnement ultraviolet, j'ai fait un examen critique de la théorie de Zener et, après avoir montré le caractère trop sommaire de la description du phénomène donnée par cette théorie, j'ai proposé une autre théorie reposant sur la formule suivante que j'avais indiquée au préalable dans une autre Note [2] :

$$(1) \qquad (n - jk)^2 = \left(1 - \frac{4\pi A \sin\varphi}{\omega}\right) - j\frac{4\pi A \cos\varphi}{\omega},$$

φ représentant le retard du courant sur le champ appliqué et étant évidemment une fonction croissante de la fréquence N à partir de la valeur N_0 au-delà de laquelle ce retard cesse d'être nul.

Un point de divergence particulièrement net entre la théorie de Zener et la mienne est le suivant : lorsque le coefficient d'extinction k s'annule, l'indice n est nul selon la théorie de Zener, supérieur à 1 selon moi.

J'ai déjà donné des arguments en faveur de $n > 1$ à l'aide de résultats expérimentaux relatifs au potassium, au rubidium et au césium, mais assez anciens. Des résultats récents viennent d'être publiés [3] et confirment mon point de vue : lorsque, pour le potassium et le *sodium* (insuffisamment étudié jusque-là), le coefficient k devient faible, n est alors de l'ordre de 2 à 4. Cette confirmation constituait le premier objectif de la présente Note.

Rattacher l'indice $n - jk$ à la fréquence par l'intermédiaire de l'angle φ peut constituer un guide efficace pour l'étude des propriétés optiques des métaux et des lames métalliques minces; essayons de le montrer à propos du problème suivant : recherche des conditions pour lesquelles on a $n = k$.

Rappelons d'abord le comportement d'un métal ou d'une lame métallique mince obéissant à la formule (1), en renvoyant pour les détails aux Notes déjà rappelées.

Tant que $\varphi = 0$, on a $n \simeq k$. Ensuite, n décroît jusqu'à s'annuler pour $\varphi = \pi/2$, puis n croît tandis que k décroît : on retrouve donc l'égalité $n = k$ pour une certaine valeur de φ comprise entre $\pi/2$ et π, égalité obtenue en passant de $n < k$ à $n > k$. La décroissance de k se poursuit jusqu'à $k = 0$ pour $\varphi = 3\pi/2$. Ensuite, deux cas sont théoriquement possibles :

1° si la quantité $\omega/4\pi A$, longtemps faible mais continuellement croissante, a dépassé la valeur 1, k va désormais rester faible et l'égalité $n = k$ ne pourra plus se reproduire : c'est le cas des métaux alcalins;

2° si la quantité $\omega/4\pi A$ est encore inférieure à la valeur 1, on retrouvera

à nouveau l'égalité $n = k$, cette fois par passage de $n > k$ à $n < k$. Comment obtenir ce second cas avec un métal non alcalin, par exemple avec l'argent ?

L'étude de l'argent massif ([4]) conduit à la conclusion suivante : l'équation (1) est satisfaite jusqu'à $\varphi \simeq \pi$, soit jusqu'à $\lambda \simeq 3\,000$ Å (ce qui permet la réalisation de $n = k$ par passage de $n < k$ à $n > k$, comme chez les métaux alcalins); ensuite, l'équation (1) perd sa signification physique car elle ne donne plus φ comme fonction croissante de la fréquence. Par suite, s'il est possible d'obtenir avec l'argent le phénomène recherché, ce devra être pour des longueurs d'onde supérieures à 3 000 Å. Pour venir à bout de cette difficulté, utilisons une remarque très importante déjà signalée dans une précédente Note ([2]) : en raison du phénomène dit des écarts à la loi d'Ohm, les couches minces métalliques *lacunaires* ont une conductivité variable avec le champ constant appliqué. Lorsque ce champ devient rapidement variable, ces couches ont donc davantage tendance à être soumises à l'effet d'inertie des électrons de conduction que le métal massif correspondant. Autrement dit, la fréquence N_0 à partir de laquelle l'angle φ cesse d'être nul est plus faible pour une couche lacunaire que pour le métal massif correspondant. En définitive, nous pouvons espérer qu'avec des couches minces d'argent suffisamment lacunaires, l'angle φ pourra varier sur tout l'intervalle qui est nécessaire pour obtenir le phénomène recherché (égalité $n = k$ par passage de $n > k$ à $n < k$) et ceci avant que la longueur d'onde ne tombe à 3 000 Å.

En effet, l'étude des couches très minces (donc fortement lacunaires) d'argent dans l'infrarouge encore nettement éloigné du visible consolide sérieusement cet espoir. Avec une couche d'épaisseur 60 Å ([5]), l'angle φ est déjà supérieur à $\pi/2$ pour $\lambda \simeq 100\,\mu$ (alors que cette situation exige la jonction du visible et de l'ultraviolet dans le cas de l'argent massif).

Examinons maintenant les valeurs ([6]) de n et de k pour une série de lames d'argent et pour $0{,}4\,\mu < \lambda < 0{,}6\,\mu$. Tant qu'il s'agit de lames peu lacunaires, ces valeurs correspondent à $\varphi > \pi/2$ et annoncent une prochaine réalisation de l'égalité $n = k$ par passage de $n < k$ à $n > k$ (pratiquement la même situation qu'avec l'argent massif); en revanche, avec des lames nettement lacunaires, φ est tout naturellement parvenu beaucoup plus loin; il a dépassé la valeur 2π, ce qui assure la réalisation de l'égalité $n = k$ par passage de $n > k$ à $n < k$. Par exemple, avec une lame de 63 Å, le phénomène recherché a lieu pour $\lambda \simeq 0{,}44\,\mu$; avec une lame de 79 Å pour $\lambda \simeq 0{,}48\,\mu$. Ce parallèle entre les propriétés optiques des métaux alcalins et celles des lames minces nettement lacunaires d'argent fait ressortir les résultats qu'on peut attendre de l'emploi systématique de la méthode générale exposée dans cette série de Notes : détermination des types de variations de n et de k en fonction de la fréquence, prévision de résultats expérimentaux manquants, raccordement de résultats expé-

rimentaux incomplets, examen critique de ce qu'on pense connaître de la structure d'une lame mince métallique, etc.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) M. Gourceaux, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1338; M. Gourceaux, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2020.

(2) M. Gourceaux, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2461.

(3) Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 918.

(4) A. H. Wilson, *The Theory of Metals*, 1re éd., chap. 4.

(5) L. Harris et A. L. Loeb, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 179.

(6) R. Philip et J. Trompette, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 627.

(*Laboratoire des lames minces.*
Faculté des Sciences de Caen.)

ÉLECTRONIQUE. — *Modifications de la directivité due à l'écrêtage des signaux.* Note (*) de M. **Bernard Picinbono**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'auteur étudie les modifications apportées par l'écrêtage à la directivité d'un récepteur utilisant la technique de la corrélation. Les formules générales sont établies et un calcul effectué dans un cas particulier.

1. Introduction. — L'écrêtage des signaux est fréquemment utilisé dans les récepteurs employant la technique de la corrélation ([1]). Le schéma d'un corrélateur à écrêtage est représenté sur la figure 1. Nous supposons que les écrêteurs placés sur les deux voies sont parfaits, c'est-à-dire qu'ils

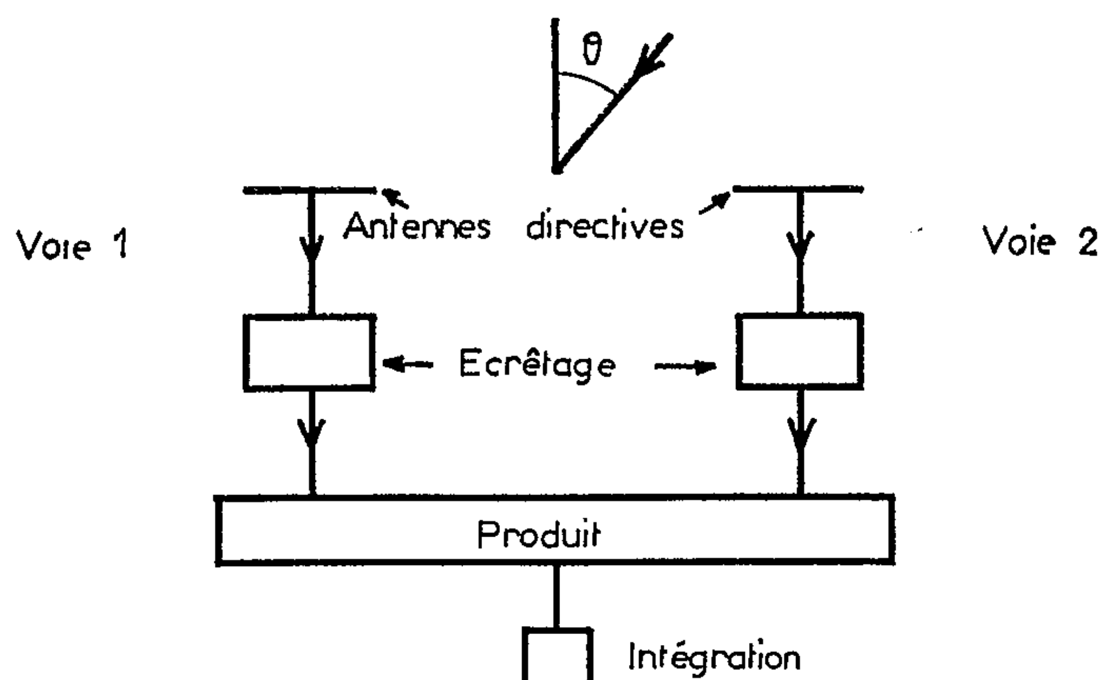


Fig. 1.

transforment un signal de valeur moyenne nulle en un autre égal à + 1 ou — 1 selon que le signal à écrêter est positif ou négatif.

L'écrêtage apporte une très grande simplification à l'élaboration du produit au prix d'une perte extrêmement faible du pouvoir de détection du corrélateur. On peut en effet montrer ([2]) que lorsque le signal à détecter (onde plane dont l'amplitude est représentée par une fonction aléatoire gaussienne et provenant de la direction θ) est faible par rapport au bruit de fond reçu sur les deux voies, l'écrêtage n'apporte qu'une perte de 0,4 dB en rapport signal sur bruit.

Mais il est clair, la notion d'amplitude étant supprimée par l'écrêtage, que la directivité du système sera modifiée. Je me propose de calculer cette directivité et de la comparer avec celle qu'on obtiendrait en l'absence d'écrêtage.

2. Calcul de la directivité du corrélateur avec et sans écrêtage. — 1° *Formules générales.* — Soient S_1 et S_2, B_1 et B_2 les signaux et les bruits à l'entrée des deux écrêteurs. Je suppose que ces quatre fonctions sont des fonctions aléatoires stationnaires gaussiennes centrées, B_1 et B_2 étant indépendantes entre elles, de même puissance σ_B^2 et indépendantes de S_1 et S_2. Ces deux dernières provenant de la même onde plane peuvent

s'écrire (³) :

$$S_1 = \int D_1(\theta, \nu)\, ds(\nu)\, e^{2\pi i\nu t}, \qquad S_2 = \int D_2(\theta, \nu)\, ds(\nu)\, e^{2\pi i\nu t}, \tag{2.1}$$

où D_1 et D_2 sont les directivités complexes des deux antennes.

En posant $X_1 = S_1 + B_1$ et $X_2 = S_2 + B_2$ *on montre que les sorties moyennes du corrélateur avec et sans écrêtage, sont respectivement :* $F(\theta) = (2/\pi)\,\text{Arc}\sin\rho$

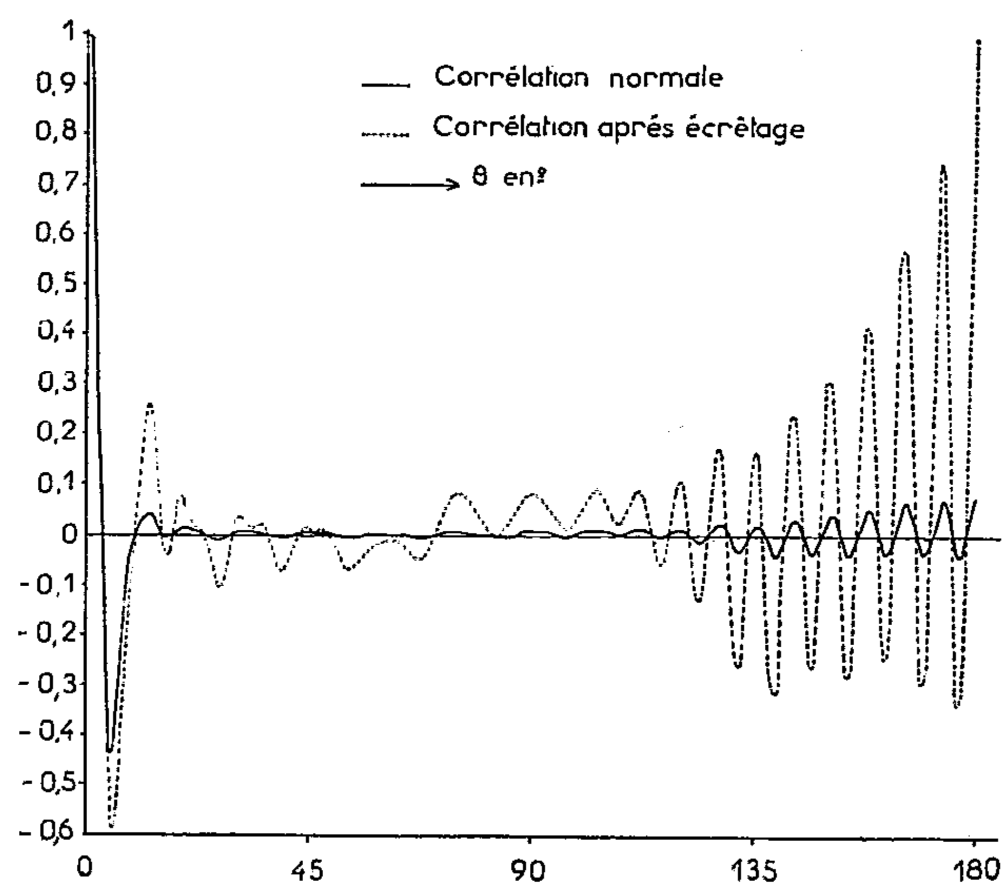


Fig. 2.

et $G(\theta) = E[X_1 X_2]$, *où* ρ *est la fonction d'intercorrélation normée de* X_1 *et* X_2 ($\rho = E[X_1 X_2]/\{E[X_1^2]\, E[X_2^2]\}^{1/2}$). $F(\theta)$ et $G(\theta)$ représentent les directivités du corrélateur avec et sans écrêtage. On a naturellement :

$$G(\theta) = E[X_1 X_2] = E[S_1 S_2] = \sigma_s^2 \int D_1(\theta, \nu)\, D_2^*(\theta, \nu)\, \bar{A}(\nu)\, d\nu, \tag{2.2}$$

où σ_s^2 et $\bar{A}(\nu)$ sont définis par :

$$E[ds(\nu)\, ds^*(\nu)] = \sigma_s^2\, \bar{A}(\nu)\, d\nu, \qquad \int \bar{A}(\nu)\, d\nu = 1. \tag{2.3}$$

En appelant $[S/B]_e$ le rapport σ_s^2/σ_B^2 on trouve :

$$\rho = \frac{\left[\frac{S}{B}\right]_e \int D_1(\theta, \nu)\, D_2^*(\theta, \nu)\, \bar{A}(\nu)\, d\nu}{\left[1 + \left[\frac{S}{B}\right]_e \int [|D_1^2| + |D_2^2|]\, \bar{A}(\nu)\, d\nu + \left[\frac{S}{B}\right]_e^2 \int |D_1^2|\, \bar{A}(\nu)\, d\nu \int |D_2^2|\, \bar{A}(\nu)\, d\nu\right]^{\frac{1}{2}}}. \tag{2.4}$$

Expression qui permet de calculer $F(\theta)$.

2° *Discussion.* — On constate que la directivité du corrélateur avec écrêtage dépend de $[S/B]_e$. Quand le signal est seul présent ($[S/B]_e \to \infty$), les directivités avec et sans écrêtage sont très différentes. Par contre, quand le signal est très faible par rapport au bruit ($[S/B]_e \ll 1$), les deux directivités se déduisent l'une de l'autre par l'intermédiaire de la fonction $(2/\pi)\,\text{Arc}\sin$. Dans le cas où les deux antennes sont identiques, c'est-

à-dire où $D_1(\theta, \nu) = |D(\theta, \nu)| e^{i\varphi_1(\theta, \nu)}$ et $D_2(\theta, \nu) = |D(\theta, \nu)| e^{i\varphi_2(\theta, \nu)}$ l'expression (2.4) devient pour $[S/B]_e \to \infty$:

$$(2.5) \qquad \rho = \frac{\int |D(\theta, \nu)|^2 \cos[\varphi_2(\theta, \nu) - \varphi_1(\theta, \nu)] \bar{A}(\nu)\, d\nu}{\int |D(\theta, \nu)|^2 \bar{A}(\nu)\, d\nu}.$$

Si, de plus, le signal est à bande très étroite, $|D(\theta, \nu)|^2$ disparaît de cette expression, ce qui montre bien l'altération de la directivité par l'écrêtage.

3. Exemples de calcul. — Dans le cas général le calcul numérique est très compliqué. Il se simplifie si l'on suppose que les deux antennes sont

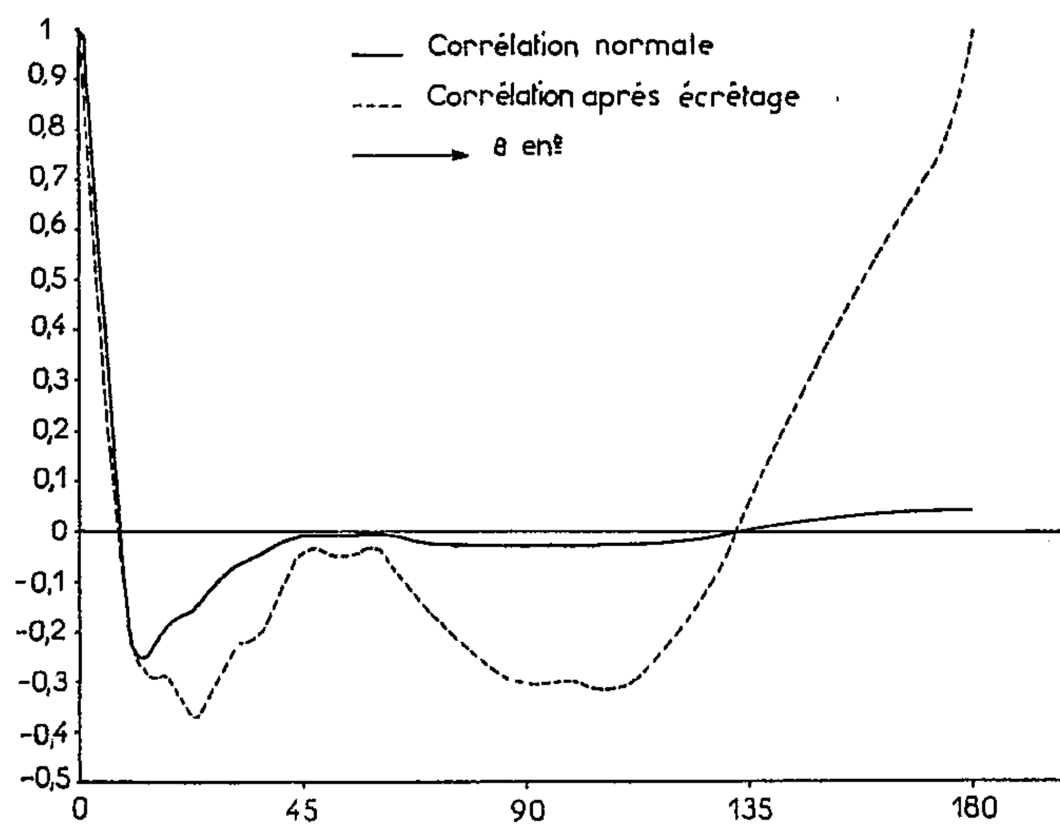


Fig. 3.

constituées par une série d'antennes élémentaires omnidirectionnelles montées de telle façon que la directivité de chaque antenne ne soit pas altérée par la présence des autres. J'ai effectué le calcul dans le cas de 24 antennes élémentaires réparties régulièrement sur un demi-cercle, les deux antennes liées aux deux entrées du corrélateur provenant de la division du demi-cercle en deux quarts de cercle identiques. On suppose qu'il n'y a pas de bruit de fond ($[S/B]_e \to \infty$) et que le spectre du signal est uniforme et limité à une bande $2\Delta f$.

En appelant f la fréquence centrale de cette bande (correspondant à une longueur d'onde λ) et R le rayon du cercle, les deux paramètres du problème sont $\Delta f/f$ et R/λ. Les courbes représentées sur les figures 2 et 3 correspondent aux cas $\Delta f/f = 1/3$ (bande de 1 octave); $R/\lambda = 4$ et $\Delta f/f = 0{,}6$; $R/\lambda = 1{,}5$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) Faran et Hills, *Technical Memorandum* n° 27, Acoustic Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, septembre 1952.

(2) Faran et Hills, *loc. cit.*, p. 58.

(3) Blanc-Lapierre et Fortet, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, 1953.

(*Laboratoire de Détection sous-marine du Brusc, Var.*)

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Fréquences d'absorption des ions négatifs moléculaires d'hydrogène, comprises entre 2,5 et 44 MHz.* Note (*) de MM. **Théodore V. Ionescu** et **Octave C. Gheorghiu**, présentée par M. Jean Lecomte.

Le travail a été effectué avec le dispositif expérimental utilisé pour l'enregistrement des fréquences d'absorption des ions négatifs moléculaires d'oxygène [1], [2].

En principe, la méthode comprend : un tube de verre ayant une longueur de 1 m et un diamètre de 25 cm, pourvu à chaque bout d'un disque d'aluminium, jouant le rôle d'anode et de cathode, et auxquels on applique des tensions comprises entre 0 et 5 000 V. Le milieu du tube se trouve à l'intérieur d'une bobine formée de 1-12 spires et qui constitue l'inductance d'un oscillateur. On introduit, dans le tube, de l'hydrogène pur, ou bien un mélange d'hydrogène et de néon. On enregistre le courant de grille de l'oscillateur.

Dans les figures 1 à 4, on représente en ordonnées les valeurs du courant, et, en abscisses, les fréquences marquées sur la courbe supérieure, en l'absence du courant de décharge traversant le tube.

On trouve, en outre, marquées sur chaque figure, les pressions de travail du gaz, ainsi que, sur les lignes verticales, les fréquences calculées des ions négatifs.

Sur chaque paire de courbes, tracées en variant la fréquence de l'oscillateur, d'abord dans un sens et ensuite dans le sens contraire, sont indiquées la tension appliquée au tube pendant l'enregistrement et l'intensité du courant dans le tube.

On a d'abord employé de l'hydrogène qui contenait de la vapeur de mercure, provenant de la jauge de Mc Leod, avec lequel nous avons obtenu les courbes des figures 1 et 2; ensuite de l'hydrogène, dont la vapeur de mercure a été éliminée au moyen d'un piège à azote liquide et, enfin, un mélange d'hydrogène et de néon, dépourvu de vapeur de mercure, qui a permis d'arriver aux courbes des figures 3 et 4.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Entre 2,5 et 8 MHz, ce sont les composantes de la série de doublets calculés [3] qui ont été mises en évidence.

Entre 10 et 44 MHz, nous trouvons toutes les fréquences calculées, mais sans pouvoir séparer les composantes, ce qui s'explique facilement, puisque l'amortissement naturel des courbes d'absorption est assez grand.

Dans l'hydrogène pur, dépourvu de vapeur de mercure, les absorptions caractéristiques ne peuvent être observées à des pressions inférieures à 10^{-2} mm Hg. La vapeur de mercure facilite le passage du courant à travers le tube, même à des pressions inférieures à 10^{-3} mm Hg.

Les fréquences comprises entre 2,5 et 16 MHz peuvent être obtenues, dans l'hydrogène, à des pressions comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} mm Hg.

Les fréquences comprises entre 16 et 44 MHz s'obtiennent facilement

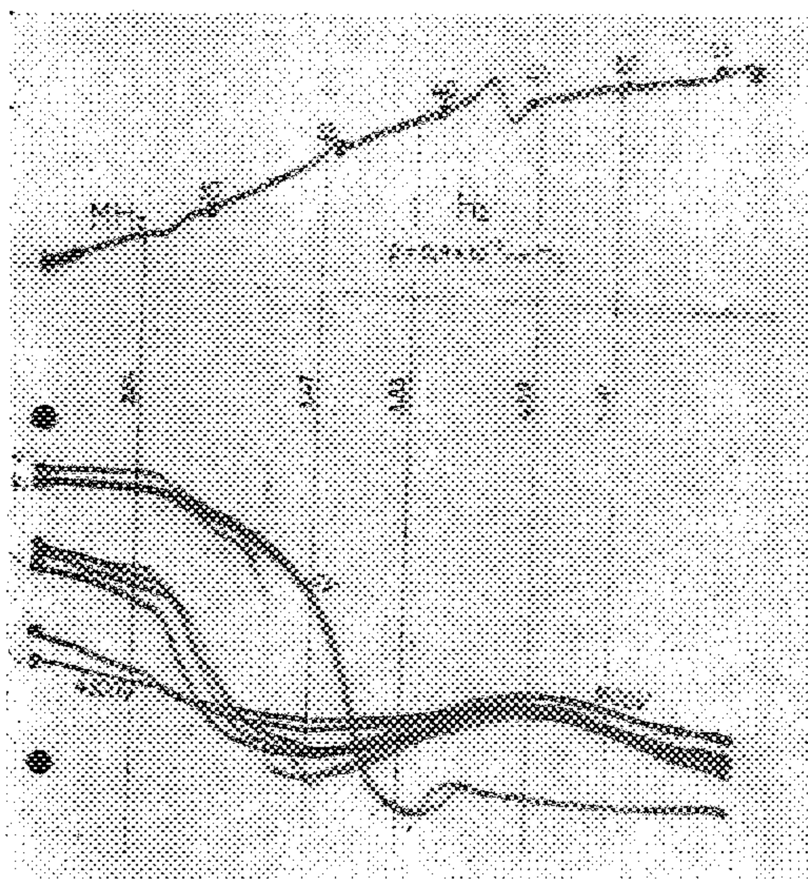


Fig. 1.

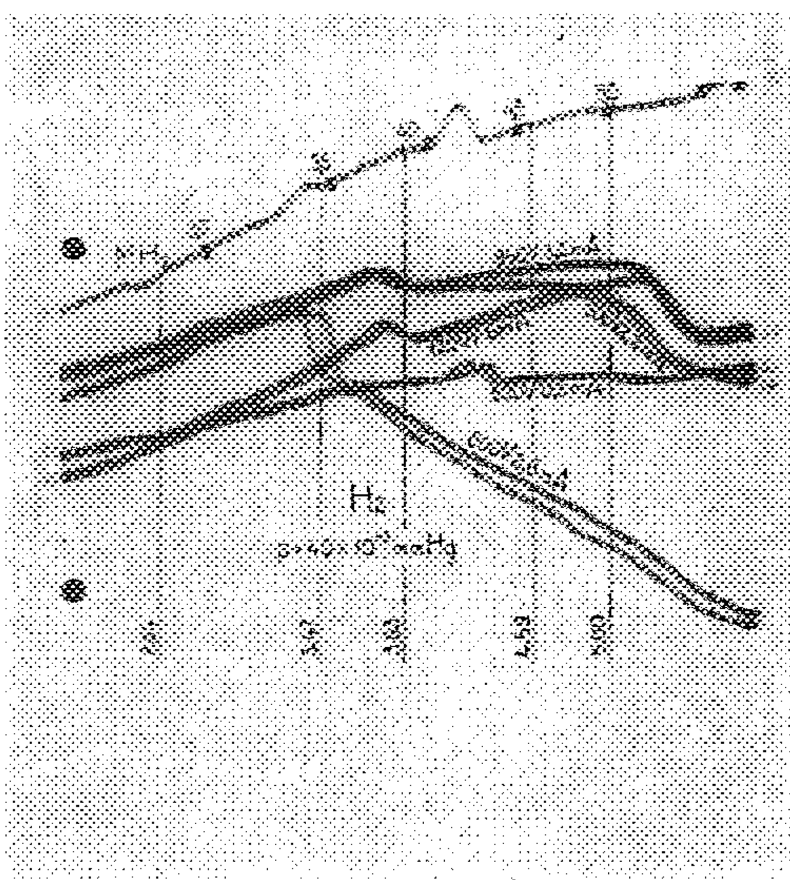


Fig. 2.

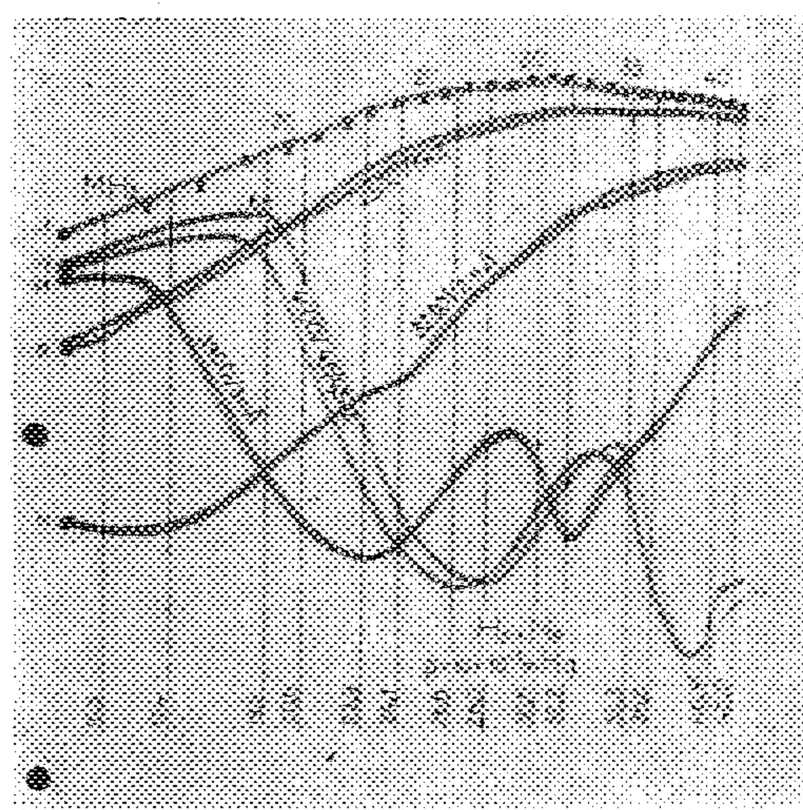


Fig. 3.

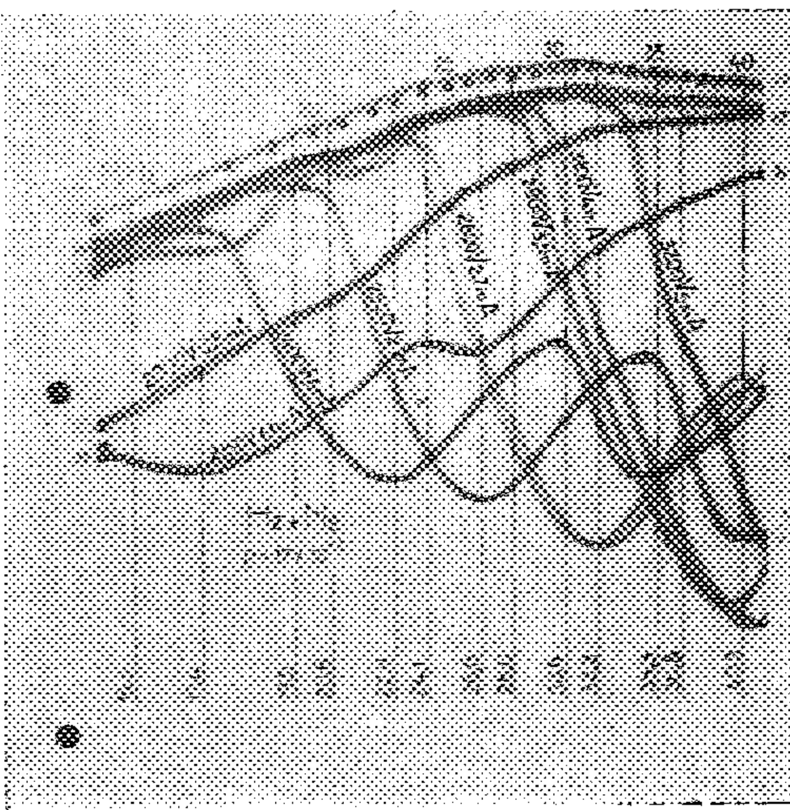


Fig. 4.

dans un mélange d'hydrogène et de néon, même si l'hydrogène ne s'y trouve qu'à l'état de traces.

Il est possible que les ions négatifs moléculaires d'hydrogène soient d'autant plus stables que le nombre quantique de rotation K, des molécules ayant capturé un électron, est plus grand.

On pourrait croire que, dans ces conditions, un champ électrique d'une

valeur déterminée pourrait détruire tous les ions négatifs, pour lesquels K est compris entre zéro et une valeur fixée.

Dans l'hydrogène ayant une grande teneur en vapeur de mercure ou en néon, le champ électrique, à l'intérieur du tube, prend des valeurs convenant à la formation des ions négatifs pour lesquels K se trouve choisi.

C'est ainsi, par exemple, que, sur les courbes désignées par $H_2 + Ne$; $p = 17.10^{-3}$ mm Hg, une tension de 2 150 V, appliquée au tube, est suffisante pour engendrer des ions, dont les fréquences d'absorption sont supérieures à 16 MHz ($K > 17$), tandis que la tension de 3 100 V ne favorise que les ions dont ces fréquences sont supérieures à 40 MHz ($K > 23$).

On remarque, en outre, sur les courbes notées par $H_2 + Ne$, que, pour une même tension, apparaissent très souvent les fréquences d'absorption correspondant au groupe d'ions K et K + 3, et moins souvent le groupe K et K + 2. Ces régularités ont été observées sur un grand nombre d'enregistrements.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Th. V. Ionescu et O. C. Gheorghiu, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 898; 246, 1958, p. 2250 et 3598.

(2) Th. V. Ionescu et O. C. Gheorghiu, *Revue de Physique*, Académie de la République Populaire Roumaine, 4, n° 2, 1959, p. 113.

(3) Th. V. Ionescu, *Revue de Physique*, Académie de la République Populaire Roumaine, 1, n° 1, 1956, p. 19.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Résonance magnétique nucléaire de dérivés de la pyridine.* Note de Mme **Marie Freymann**, MM. **René Freymann** et **David Libermann**, présentée par M. Jean Lecomte.

Nous avons développé des recherches antérieures (1), (2), (3) sur la résonance magnétique nucléaire de dérivés de la pyridine. Nous précisons les effets δ et J des raies α, γ, β des protons et observons un déplacement des raies, lié à la différence des effets inductif et mésomère de NH_2, CH_3 ou CN.

Des travaux antérieurs (1), (2), (3) sur les dérivés pyridiniques ont été étendus à divers composés, à l'état liquide ou en solution dans l'éthanol : 2-aminotriazine; 2.3 et 4-méthylpyridines, 2.3 et 4-cyanpyridines, 2-aminopyridine, quinoléine, α, α'-dipyridyle, nicotine (Trub-Tauber, 25 MHz; bandes latérales; repère interne cyclohexane).

Déplacement chimique δ. — Le tableau I précise les déplacements, à 25 MHz, $\nu_\gamma - \nu_\beta$, $\nu_\alpha - \nu_\gamma$, $\nu_\alpha - \nu_\beta$ ainsi que la position de ν_α par rapport au repère cyclohexane; les quatre premières lignes correspondent aux données de Schneider et coll. (1), (2).

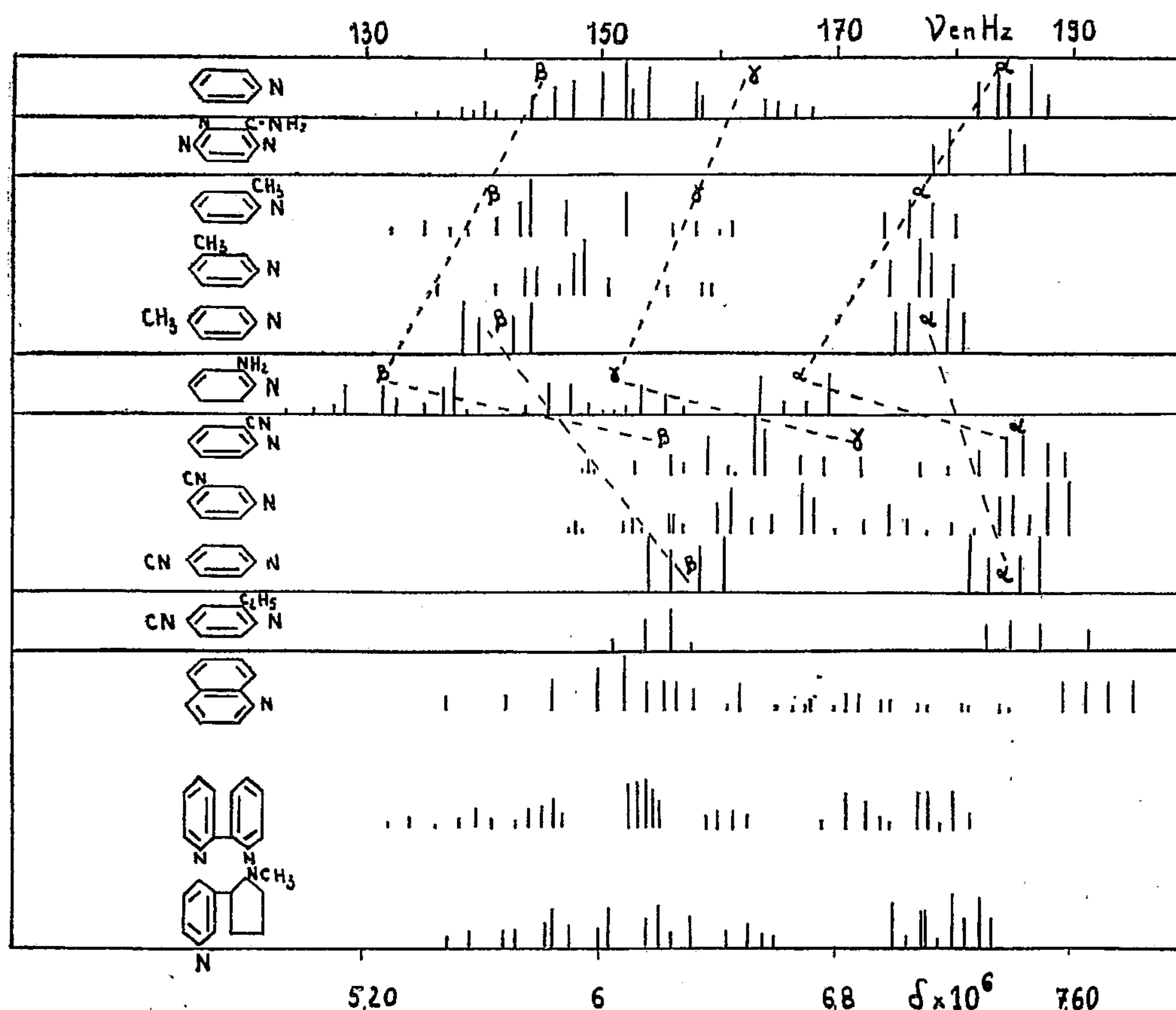
	$\nu_\gamma - \nu_\beta$.	$\nu_\alpha - \nu_\gamma$.	$\nu_\alpha - \nu_\beta$.	ν_α.
Py	9,4	28,5	37,9	185
2.6-d. Py	9,3	–	–	–
3-d. Py	9,7	27,8	37,5	–
4-d. Py	–	–	38	–
2-aminotriazine	–	–	7,2	177
2-MePy	16	23,2	39,2	177,2
4-MePy	–	–	36,9	177,9
2-CNPy	18	12,5	30,5	187
3-CNPy	15	17,5	32,5	187
4-CNPy	–	–	27,2	184,4
2-NH_2Py	20,1	16,3	36,4	166,5
Quinoléine	11,5 ?	37,5 ?	49 ?	192,5
α, α'-dipyridyle	18	18	36	175,5
Nicotine	15,5	19,5	35	179

1. La comparaison des composés 4-substitués aux composés 2 et 3 substitués confirme (1), (2) que les raies des protons présentent des déplacements croissants, vers les champs faibles, dans l'ordre β, γ, α : l'influence de l'atmosphère électronique de l'azote est bien maximale en α et minimale en β.

2. Comme le montrent les pointillés sur la figure 1, pour les 2-substitués, *les groupements* CH_3 *et* NH_2 *produisent un déplacement vers les champs élevés, le groupement* CN *un déplacement vers les champs faibles.* Ce déplacement est *lié aux effets inductif et mésomère de ces groupements substitués*; il doit être rapproché des observations analogues faites sur les composés benzéniques soit par R. M. N. [(2), p. 260; (4)], soit par absorption infrarouge (5).

Cet effet permet de comprendre que, pour la 4-cyanpyridine, la composante β semble occuper, apparemment, la place de la composante γ des méthylpyridines (*fig.* 1).

Couplage spin-spin J. — En première approximation, les spectres des divers dérivés pyridiniques montrent des effets J analogues à ceux de la pyridine; toutefois, la différence entre les déplacements chimiques permet, dans plusieurs cas, de mieux distinguer les effets J des raies β et γ.



1° L'effet J le plus simple est celui, du type AB de la 2-aminotriazine : $J = 1,9$ ($\nu_\alpha - \nu_\beta = 7,2$).

2° Le type B_2X_2 a été calculé, avec les mêmes approximations que précédemment [1], [2] en admettant $J_{36} = 0,9$. Nous trouvons pour la 4-cyanpyridine $J_{23} + J_{36} = 5,9$, $J_{35} = J_{26} = 0,9$; pour la 4-méthylpyridine respectivement 5,8 et 0,5.

3° Comme le montre la figure 1, les dérivés YABX (substitués en 2 par NH_2, CH_3 ou CN) présentent, en première approximation, un groupe de 8 composantes J pour β et 8 pour γ (chaque groupe étant large d'environ 12 à 15 Hz) et 4 composantes J pour α (6 Hz environ). Pour la 2-aminopyridine, la comparaison (grossière) avec le modèle ABX conduit à $J_{45} = 8,1$, $J_{46} + J_{56} = 6,2$ ($J_{46} \sim 1,3$, $J_{56} \sim 5,1$).

4° Les spectres de l'α, α'-dipyridyle et de la nicotine, analogues par ailleurs à celui de la pyridine, présentent toutefois une décomposition de *la raie α en* 8 *à* 10 *composantes* J. Nous reviendrons ultérieurement sur cette observation.

(1) H. J. BERNSTEIN, J. A. POPLE et W. G. SCHNEIDER, *Canad. J. Chem.*, 35, n° 65, 1957, p. 1060 et 1487.

(2) POPLE, SCHNEIDER et BERNSTEIN, *High Resolution N. M. R.*, Mc Graw Hill, 1959.

(3) Mme M. FREYMANN et R. FREYMANN, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 677; *Arch. Sc. Genève*, 12, 1959, p. 207, fasc. spécial, Colloque AMPÈRE.

(4) Mme M. KOECHLIN et A. LE ROY, *J. Chim. Phys.*, 56, 1959, p. 850.

(5) R. FREYMANN, *Ann. Phys.*, 20, 1933, p. 298; Mme M. FREYMANN, *Ann. Chim.*, 11, 1939, p. 35.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet de concentration dans les solutions de quelques halogénures soumis à l'oxydation provoquée par les ultrasons.* Note (*) de M. **Henri Gueguen**, présentée par M. Paul Pascal.

Hypothèses de travail. — L'étude de l'influence de certains gaz dissous (O_2, N_2, A) dans l'eau et les solutions aqueuses de quelques halogénures (IK, BrK, ClK) exposées aux ultrasons à une température voisine de 18° C, permet d'illustrer les hypothèses de Frenkel (1), de Haissinski-Prud'homme (2) et de formuler quelques hypothèses de travail, relatives aux effets chimiques observés et qui seront développées dans un prochain travail (7).

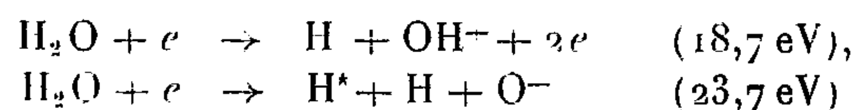
1° Le champ électrique de la cavité provenant de la fissuration brutale de la solution par l'onde ultrasonore d'une certaine intensité, conduit à des transformations d'état, non seulement de la molécule d'eau mais aussi de la molécule du gaz présent dans le mélange vapeur d'eau-gaz de la bulle.

2° En phase gazeuse, les vibrations des molécules, leur niveau d'activation et les recombinaisons (captures d'électrons et d'ions négatifs par les ions positifs) se traduisent par la luminescence de Frentzel et Schultes (3) et porte sur des électrons de vitesses très variées, comme en témoigne le spectre continu de Paounoff (4).

3° L'intensité du champ électrique de la fissure varie constamment dans le même sens que la densité locale des ions, le temps de relaxation de l'atmosphère ionique allant en diminuant d'ailleurs. Elle présente trois valeurs moyennes correspondant respectivement aux trois zones de concentrations :

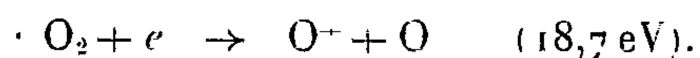
$$0 \leqq C < \frac{M}{20}, \qquad \frac{M}{20} < C < \frac{M}{2}, \qquad \frac{M}{2} < C < 4M.$$

En particulier, dans la zone de concentration $M/2 < C < 4M$ on devra envisager les transformations d'état



$$H_2O + e \rightarrow H + OH^- + 2e \quad (18{,}7\,eV),$$
$$H_2O + e \rightarrow H^+ + H + O^- \quad (23{,}7\,eV)$$

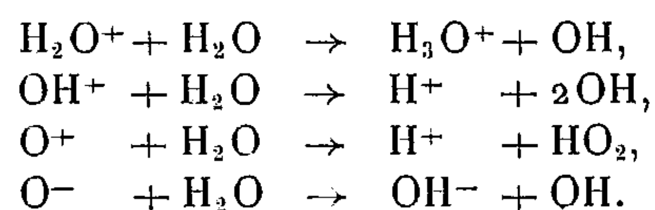
et éventuellement



$$O_2 + e \rightarrow O^- + O \quad (18{,}7\,eV).$$

4° Les phénomènes d'oxydoréduction dont la solution est le siège sont liés à la présence des radicaux H et OH provenant des réactions en phase

gazeuse et, principalement, de la neutralisation en phase liquide, des ions tels que [5]



$$
\begin{aligned}
H_2O^+ + H_2O &\rightarrow H_3O^+ + OH,\\
OH^+ + H_2O &\rightarrow H^+ + 2OH,\\
O^+ + H_2O &\rightarrow H^+ + HO_2,\\
O^- + H_2O &\rightarrow OH^- + OH.
\end{aligned}
$$

La formation des radicaux OH en phase liquide est alors postérieure à celle des radicaux H en phase gazeuse. Les atomes d'hydrogène diffusant plus rapidement que les radicaux OH, il en résulterait en phase condensée une faible probabilité de recombinaison $OH + H \rightarrow H_2O$.

5° En présence de O_2, le rôle de HO_2 n'est pas essentiel et celui de OH n'est pas fondamental.

C'est à partir de ces hypothèses de travail que vont être recherchés quelques-uns des processus de compétition qui ont lieu dans les solutions diluées et dans les solutions concentrées.

On observe dans les solutions d'iodure ou de bromure de potassium exposées au rayonnement ultrasonore, respectivement en présence d'oxygène et d'argon [6], [7] un minimum dans le rendement en eau oxygénée aux concentrations voisines de M/100. Si l'on admet que l'intensité du champ électrique de la cavité, dans la zone de concentration $0 \leqq C < M/20$, est pratiquement constante, on est enclin à penser que la baisse du rendement en eau oxygénée est due principalement aux compétitions entre les réactions

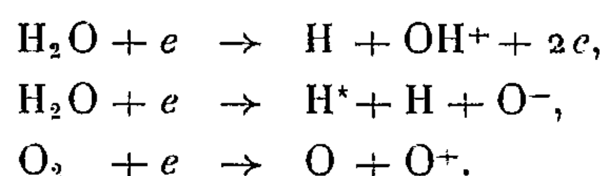


$$OH + OH \rightarrow H_2O_2, \tag{1}$$
$$M^- + OH \rightarrow M + OH^-, \tag{2}$$

la réaction (2) gagnant en importance avec la densité croissante des ions M^-, densité cependant encore trop faible pour affecter sensiblement l'intensité du champ électrique.

Les résultats obtenus sur les solutions de chlorure de potassium [7], sous oxygène ou sous argon, sont également en faveur de cette hypothèse. Dans ce dernier cas, en effet, les ions Cl^-, moins bons capteurs de radicaux, n'affectent guère la production d'eau oxygénée dont le rendement reste pratiquement constant dans cette zone de concentration.

Dans les solutions d'iodure ou de bromure de potassium correspondant à la zone de concentration $M/2 < C < 4M$, le rendement des produits d'oxydation diminue en présence d'argon, il croît constamment en présence d'oxygène. Une telle divergence dans les résultats observés suggère que l'intensité du champ électrique de la cavité devient suffisante pour conduire aux transformations d'état telles que



$$
\begin{aligned}
H_2O + e &\rightarrow H + OH^+ + 2e,\\
H_2O + e &\rightarrow H^* + H + O^-,\\
O_2 + e &\rightarrow O + O^+.
\end{aligned}
$$

Dans cette éventualité les phénomènes de réduction seraient importants en présence d'argon et ceux d'oxydation prédominants en présence d'oxygène. Ce point de vue rend également plus compréhensible l'effet de pH observé dans les solutions concentrées.

(1) J. FRENKEL, *Acta phys. Chim. U. R. S. S.*, 12, 1940, p. 317.
(2) M. HAISSINSKI et O. PRUD'HOMME, *J. Chim. Phys.*, 1950, p. 925.
(3) FRENTZEL et SCHULTES, *Z. physik Chem.*, 27, 1934, p. 421.
(4) PAOUNOFF, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 33.
(5) LAIDLER, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1739.
(6) FRENSDORFF et CLARK, *J. Chem. Phys.*, 12, 1950, p. 317.
(7) H. GUEGUEN, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 302; H. GUEGUEN, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 1154; H. GUEGUEN, *Thèse* (en préparation).

(*Laboratoire de Chimie C de la Sorbonne.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mise en évidence d'une structure polygonisée du cuivre par formation de germes de sulfure.* Note (*) de MM. **Jacques Oudar** et **Jacques Bénard**, présentée par M. Georges Chaudron.

Différentes publications ont attiré l'attention depuis quelques années, sur l'existence du phénomène de germination dans l'oxydation ménagée du cuivre sous basse pression ([1]), ([2]), ([3]); ces observations ont été étendues récemment à la réaction de sulfuration ménagée du cuivre ([4]).

Grønlund ([1]), puis Bénard, Grønlund, Oudar et Duret ([3]) ont proposé d'attribuer cette germination à une coalescence par diffusion superficielle à la surface d'un film mince d'oxyde primaire, sans que la localisation des germes soit nécessairement liée à celle des défauts du réseau métallique. Young a cependant montré ([5]) qu'une relation topographique entre les dislocations et les germes d'oxyde pouvait apparaître après addition au métal d'impuretés de haute affinité. Les expériences qui sont décrites ci-dessous, ont été entreprises dans le but de rechercher, si dans certaines conditions, une relation entre les germes de sulfure et les défauts peut encore être mise en évidence dans le cas d'un métal de haute pureté.

Nous avons utilisé dans ce but du cuivre de titre conventionnel 99,999 % (Am. Smelt. Ref. Co). Les échantillons se présentaient sous forme de sphères monocristallines, obtenues par fusion sous vide et refroidissement lent dans un moule en graphite de pureté nucléaire. Ces sphères subissaient un polissage sur papier abrasif afin de provoquer la formation d'une couche superficielle écrouie; une partie de cette couche était ensuite éliminée par un polissage électrolytique. Après un traitement de 2 h sous hydrogène à 850° C, la surface ainsi préparée était soumise à la sulfuration, à la même température, dans un mélange hydrogène-hydrogène sulfuré, dans des conditions de pression et de durée qui permettent l'apparition du phénomène de germination ([4]). On constate que les germes de sulfure formés au cours de cette réaction se disposent suivant un réseau en relation avec la symétrie cubique du cristal.

On a reproduit à titre d'exemple sur la figure trois microphotographies (G × 350), qui correspondent aux trois orientations suivantes :

1 A : orientation à 5° de (111);

1 B : orientation intermédiaire entre (111) et (110);

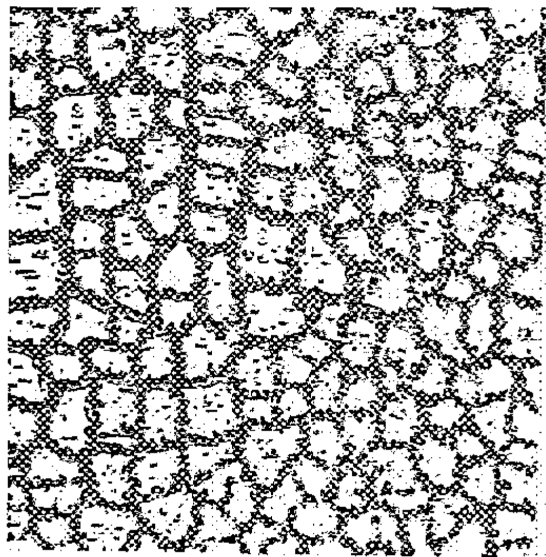
1 C : orientation à 10° de (100).

Les aspects précédents offrent toutes les caractéristiques d'un réseau de polygonisation résultant d'un rassemblement de dislocations. Ils s'observent exclusivement à une certaine profondeur, qui correspond à un état d'écrouissage modéré dont les particularités ont été décrites antérieurement ([6]). La preuve est donc établie par ces expériences que la réaction de sulfuration peut, lorsqu'elle est réalisée dans certaines condi-

tions, s'amorcer de façon préférentielle sur les défauts du métal, conformément aux prévisions de Cabrera [7].

Quel rôle attribuer dans les expériences précédentes aux impuretés résiduelles ?

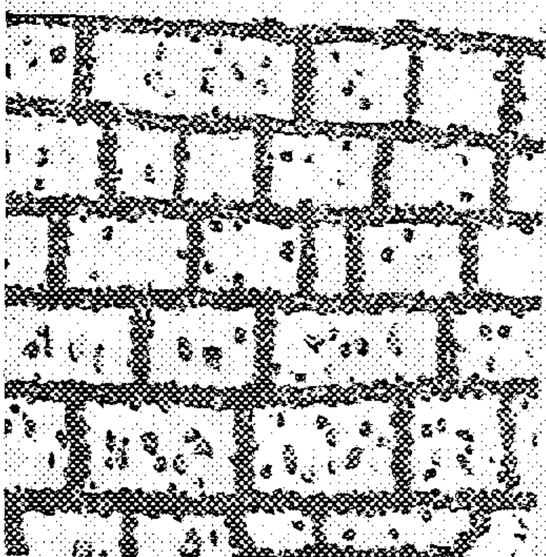
Le fait qu'une très faible teneur du métal en impuretés suffit à bloquer



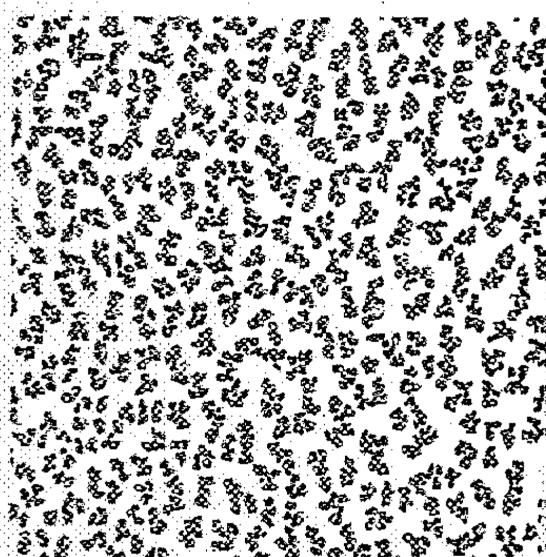
1A



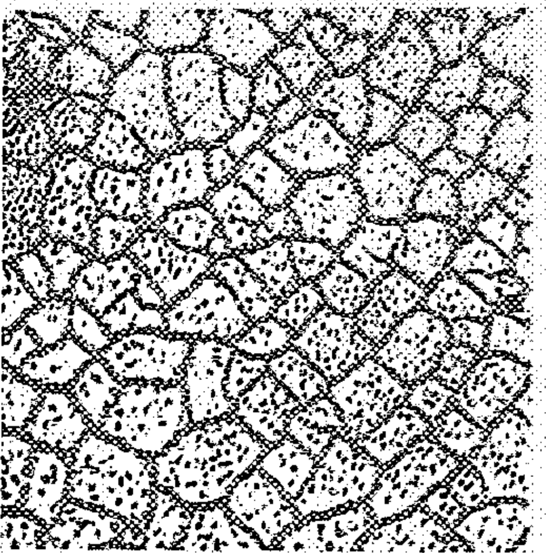
2A



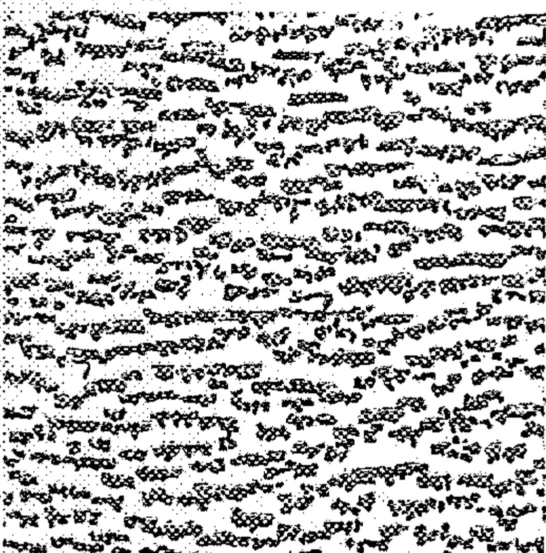
1B



2B



1C



2C

la plupart des dislocations, conduit à admettre que les deux types de défauts : chimiques et structuraux, sont associés, ce qui ne permet pas pour l'instant de distinguer les contributions respectives de chacun d'eux à l'amorçage de la réaction.

Si, d'autre part, on opère la sulfuration dans des conditions identiques mais sur des sphères n'ayant pas subi de traitement abrasif préalable, ou sur lesquelles la zone superficielle écrouie a été totalement éliminée par dissolution chimique puis polissage électrolytique, le phénomène de germination subsiste, mais présente un aspect très différent visible sur les microphotographies 2 A, 2 B et 2 C (G × 350) qui correspondent respectivement aux mêmes orientations que les microphotographies 1 A, 1 B et 1 C.

C'est ce type de germination qui a déjà été décrit par Oudar et Bénard ([4]) dans la réaction de sulfuration du cuivre et par Bénard, Grønlund, Oudar et Duret ([3]) dans la réaction d'oxydation du métal. Rappelons que dans celui-ci le nombre des germes est fonction des conditions d'ambiance : température et pression, de sorte que leur localisation n'apparaît pas nécessairement liée à celle des défauts du métal.

Signalons enfin qu'un accroissement de la durée de réaction permet d'observer sur des échantillons polygonisés la coexistence des deux types de germination, chacun d'entre eux conservant ses caractères spécifiques.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) F. GRØNLUND, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, 1956, p. 660.
([2]) E. MENZEL et W. STOSSEL, *Naturwiss.*, 41, 1954, p. 302.
([3]) J. BÉNARD, F. GRØNLUND, J. OUDAR et M. DURET, *Z. Elektrochem.*, 63, 1959, p. 799.
([4]) J. OUDAR et J. BÉNARD, *Acta Met.*, 7, 1959, p. 295.
([5]) F. YOUNG, *Acta Met.* (sous presse).
([6]) J. BÉNARD et P. LACOMBE, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 182; J. BÉNARD, P. LACOMBE et G. CHAUDRON, *Journées des états de surface*, octobre 1945, p. 73.
([7]) N. CABRERA, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, 1956, p. 675.

(*E. N. S. C. P., Laboratoire de Chimie minérale, 11, rue Pierre-Curie, Paris, 5e.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de l'adsorption des gaz sur la charge de rupture des fibres de verre.* Note (*) de M. **Gilbert Eischen**, présentée par M. Georges Chaudron.

On montre que la charge de rupture par flexion varie suivant l'atmosphère dans laquelle on effectue les mesures. Cet effet est lié à l'influence de l'adsorption des gaz sur l'énergie superficielle du solide (α). Le rapport $\alpha_{vide}/\alpha_{gaz}$ est évalué sur la base de la théorie de la rupture de Griffith.

Dans une Note antérieure ([1]), nous avons montré que l'élasticité de torsion de fibres de verre varie suivant l'atmosphère dans laquelle on effectue les mesures, et nous avons expliqué ce phénomène par une variation de l'énergie superficielle du verre.

Or, d'après Griffith ([2]), l'énergie superficielle du verre est directement liée à sa charge de rupture; il est en effet bien établi que la rupture du verre est un phénomène de surface, associé à l'existence de fissures ([3]). Il nous a donc paru intéressant de préciser nos résultats antérieurs, et de mesurer approximativement l'ampleur de l'effet de surface, en étudiant l'influence des gaz adsorbés par forces de Van der Waals sur la charge de rupture de fibres de verre.

A cet effet, nous avons construit un appareil qui permet d'effectuer des essais de rupture par flexion, sous atmosphère contrôlée (*fig.* 1). La fibre de verre F repose librement sur deux couteaux et fléchit sous le contact de la lame L.

Les essais sont effectués sur des échantillons d'une trentaine de fibres, car la rupture du verre nécessite une étude statistique ([4]). Ces fibres ont un diamètre de 0,23 ± 0,01 mm, et une longueur de 30 ± 1 mm. La distance des couteaux est de 14 mm.

Les mesures sont faites sous un vide de 5.10^{-6} mm Hg, dans des atmosphères de H_2, Ne, A, purs et dans l'air ambiant non déshydraté. Les fibres sont dégazées à température ordinaire pendant 7 h; la durée de contact avec le gaz est de 5 mn, et la vitesse de mise en charge est de 1 $g.s^{-1}$.

Les résultats expérimentaux sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Échantillon.	Conditions de l'essai.	Nombre de fibres cassées (n).	Charge moyenne à la rupture ($\bar{S}$) (g).	Écart type (s) (g).	$\frac{s}{\bar{S}}$.
A.......	Fibre non dégazée, cassée dans l'air ambiant	30	155	42	0,27
B.......	Vide	40	322,5	129	0,40
C.......	Hydrogène	30	230	60	0,26
D......	Néon	31	222,5	51	0,23
E......	Argon	29	199	54	0,27

Les histogrammes obtenus dans les essais A, C, D et E sont approximativement symétriques. La distribution des essais effectués sous vide (B) est asymétrique, la proportion des charges de ruptures élevées par rapport aux charges de ruptures faibles étant ici plus grande.

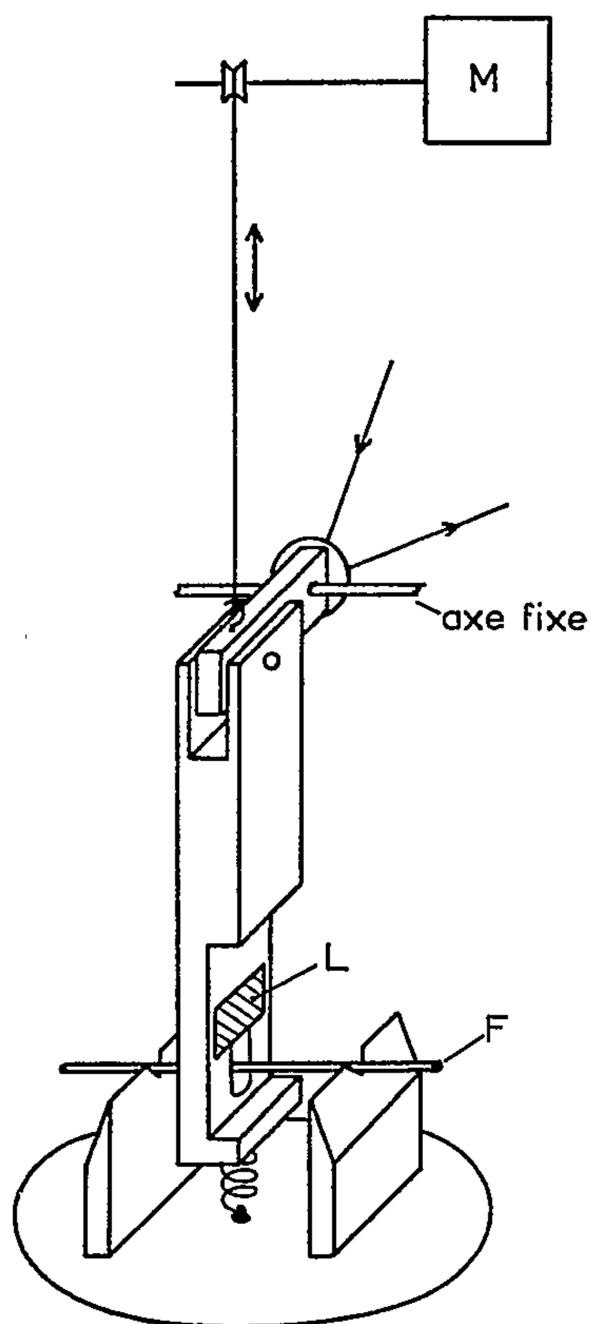


Fig. 1.

La figure 2 représente la valeur moyenne de la charge à la rupture $\bar{S}$, ainsi que le « mode » pour les essais effectués sous vide, en fonction de la température d'ébullition des gaz adsorbés. L'erreur indiquée est l'erreur sur la moyenne.

De l'ensemble de ces résultats, on peut conclure que *la valeur moyenne de la charge à la rupture est une fonction décroissante de la température d'ébullition des gaz en présence, donc du pourcentage de gaz adsorbé.*

On constate une anomalie apparente pour l'air. Ce gaz n'ayant pas été soumis à une déshydratation, l'abaissement de la charge de rupture est dû en majeure partie à l'adsorption de vapeur d'eau. Aussi le point figuratif se place-t-il correctement sur la courbe, si l'on prend comme abscisse la température d'ébullition de l'eau.

D'après la théorie de la rupture de Griffith (*loc. cit.*), la charge de rupture Q d'un solide fragile et isotrope est donnée par

$$Q=\sqrt{\frac{2\alpha E}{c}}, \qquad (1)$$

α étant la tension superficielle du solide, E le module de Young, et c la profondeur de la fissure la plus dangereuse qui se trouve dans la région sous tension. D'après nos résultats antérieurs ([1]), la valeur de E varie très peu avec l'adsorption. Par ailleurs, la profondeur moyenne de la fissure la plus dangereuse peut être considérée comme étant constante

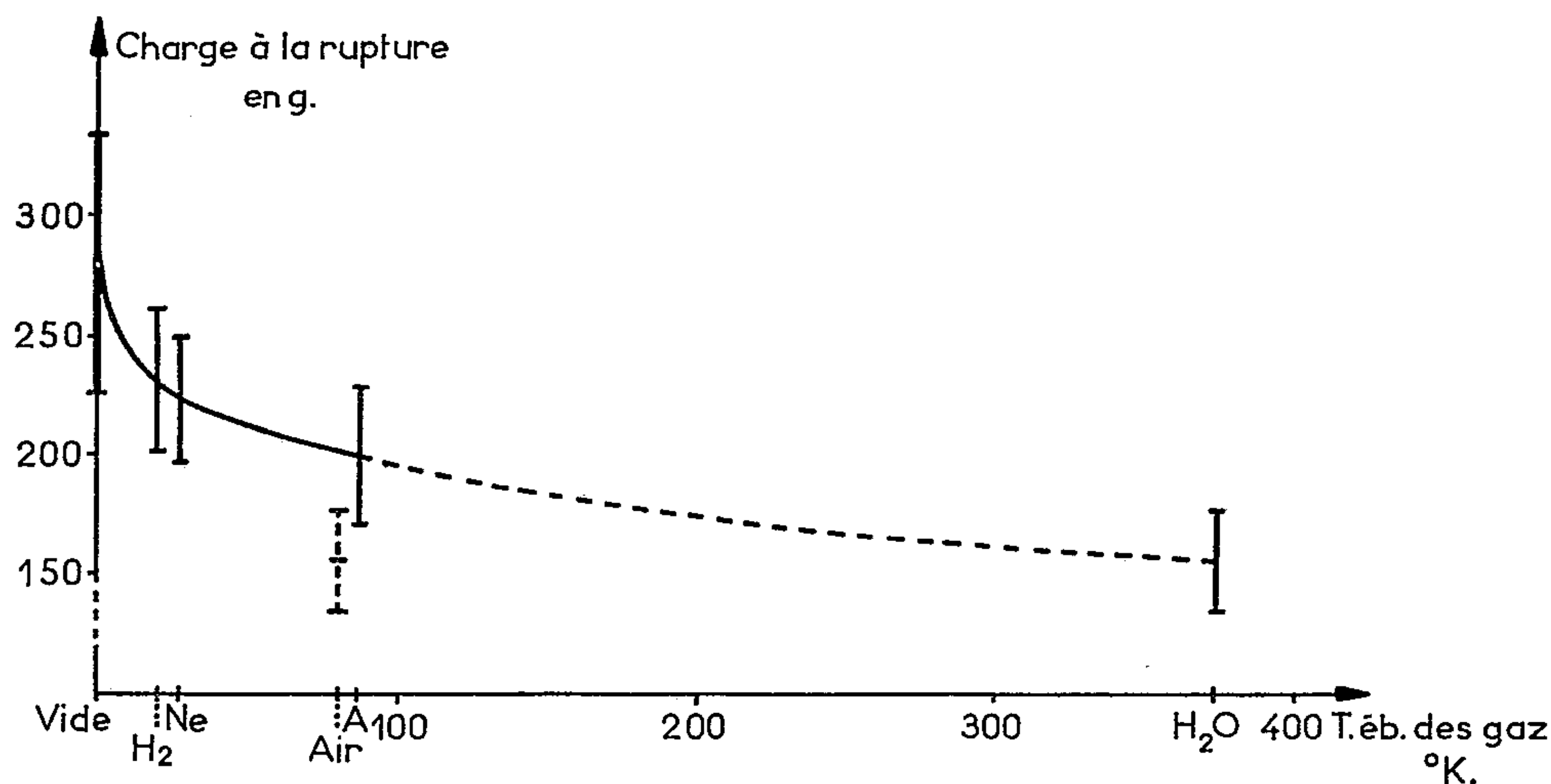


Fig. 2.

d'un échantillon de fibres à l'autre. L'expression (1) peut alors s'écrire

$$Q^2 = k\alpha. \qquad (2)$$

En remplaçant Q par $\bar{S}$ qui lui est équivalent à une constante près, on peut évaluer le rapport $\alpha_{\text{vide}}/\alpha_{\text{gaz}}$. En présence d'atmosphères de H_2, Ne, A, et de vapeur d'eau, ce rapport prend successivement les valeurs de 1,5, 1,55, 2,0 et 3,3.

L'étude de la charge à la rupture de fibres de verre en présence de gaz adsorbés, nous a permis de donner un ordre de grandeur des variations de l'énergie superficielle du verre, par rapport à sa valeur sous vide. Elle confirme nos résultats antérieurs et montre que ces variations sont d'autant plus importantes que les gaz utilisés sont plus adsorbés.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) G. EISCHEN, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3160.

(2) A. A. GRIFFITH, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 1921, p. 163-198.

(3) J. SHAND, *Amer. Ceram. Soc.*, 1954, 52, p. 560-566.

(4) E. H. CONDON, *Amer. J. Phys.*, 22, 1954, p. 224.

(*Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg. Laboratoire de Chimie générale.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de la structure α de la poly-DL-phénylalanine en solution chloroformique.* Note (*) de Mme **Ève Marchal** et M. **Jean Marchal**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Les mesures de l'absorption dipolaire dans les solutions chloroformiques de poly-DL-phénylalanine confirment que les macromolécules sont assimilables à des bâtonnets. L'interprétation de ces mesures et de celles de la viscosité intrinsèque montrent que la longueur des bâtonnets croît de 1 Å ± 0,1 par unité monomère.

On sait, par l'étude de la spectrographie infrarouge, que les fonctions amides des polypeptides synthétiques en solution sont réunies dans certains solvants par des liaisons H intramoléculaires. L'existence de ces liaisons caractérise les structures hélicoïdales du type α dont plusieurs modèles sont théoriquement possibles ([1]). Chaque modèle peut être défini en utilisant le symbole S_R de Bragg et coll. ([2]) où S représente le nombre de motifs monomères par tour d'hélice et R le nombre d'atomes du squelette de la chaîne polypeptidique qui constitue l'anneau fermé par chaque liaison H.

Doty et coll. ([3]) ont montré que les macromolécules de poly-L-γ-glutamate de benzyle en solution dans le chloroforme ont une structure du type α et que cette structure leur confère un comportement hydrodynamique de bâtonnet. L'interprétation des mesures de la viscosité intrinsèque $[\eta]$ du polymère en solution a permis de calculer l'allongement p des bâtonnets, et l'étude de la répartition angulaire de la lumière diffusée par ces solutions fournit leur longueur l. Celle-ci augmentant de 1,5 Å par unité monomère, le modèle d'hélice qui représente bien la structure α du poly-L-γ-glutamate de benzyle en solution dans le chloroforme est l'hélice $3{,}6_{13}$ désignée « hélice α » par Pauling et Corey ([4]).

Ch. Lapp et J. Marchal ([5]) ont montré que les macromolécules de poly-DL-phénylalanine en solution dans le même solvant ont aussi une structure du type α et un comportement de bâtonnet malgré leur constitution DL. Pour trouver le modèle d'hélice qui représente la structure α de la poly-phénylalanine dans le chloroforme il suffirait donc de déterminer la longueur des bâtonnets en étudiant la répartition angulaire de la lumière diffusée par les solutions. Cependant, la masse moléculaire des échantillons de polymère, inférieure à 140 000, est trop faible pour que cette étude soit réalisée avec une précision suffisante. Nous avons résolu cette difficulté en utilisant les propriétés de l'absorption diélectrique dans les solutions placées dans un champ électrique dont la fréquence favorise la rotation des bâtonnets autour d'un axe transverse.

On sait que la fréquence critique f_c du champ électrique pour laquelle l'absorption diélectrique est maximale dans les solutions, est liée au temps de relaxation τ des molécules du soluté par la relation $2\pi f_c \tau = 1$. Cette relation est valable si les solutions sont suffisamment diluées pour que leur constante diélectrique soit voisine de celle du solvant ([6]), ([7]). Le temps de

relaxation τ des molécules est lié à leur coefficient de diffusion de rotation D par la relation $\tau = 1/2D$. Connaissant l'expression de D, calculée par Burgers [8], pour un bâtonnet d'allongement > 10 tournant autour d'un axe transverse :

$$D = \frac{3kT}{\pi\eta_0} \frac{\ln 2p - 0,8}{l^3}, \qquad (\eta_0, \text{ viscosité du solvant}) \tag{1}$$

nous voyons que la fréquence critique de rotation des molécules assimilables à des bâtonnets est une fonction de leur allongement et de leur longueur :

$$f_c = \frac{3kT}{\pi^2\eta_0} \frac{\ln 2p - 0,8}{l^3}. \tag{2}$$

On peut donc obtenir la longueur de ces molécules en portant dans la relation (2) la valeur expérimentale de f_c et la valeur correspondante de p fournie par l'interprétation de la viscosité intrinsèque des bâtonnets selon Simha [9] et Sadron [10] :

$$[\eta] = \frac{V}{M}\Lambda(p) \qquad \text{où} \quad \Lambda(p) = \frac{14}{15} + \frac{p^2}{15(\ln 2p - 1,8)} + \frac{p^2}{5(\ln 2p - 0,8)} \tag{3}$$

Dans l'expression de $[\eta]$, V est le volume hydrodynamique des molécules en solution et M est leur masse moléculaire.

Résultats expérimentaux. — Les mesures ont été réalisées sur cinq échantillons de poly-DL-phénylalanine (M = 65 000, 73 000, 81 000, 129 000 et 140 000) en solution dans le chloroforme contenant 0,5 % de formamide pour détruire les agrégats.

1. Pour calculer les valeurs de p d'après celles de $[\eta]$ qui avaient été mesurées pour ces échantillons dans le même solvant par Ch. Lapp et J. Marchal [5], nous avons admis que le comportement de bâtonnet des macromolécules permet d'assimiler leur volume hydrodynamique V au volume qu'elles occupent en solution. Dans ces conditions, le rapport V/M qui figure dans l'équation (3) de $[\eta]$ est égal au volume spécifique du polymère en solution dont nous avons déterminé la valeur : $0,805 \pm 0,015$ par picnométrie. Les valeurs de $[\eta]$ et de p correspondant à chaque échantillon figurent dans le tableau ci-dessous. La valeur du rapport p/D. P. (D. P., degré de polymérisation) étant constante, l'allongement des macromolécules en solution est proportionnel à leur D. P. : ceci confirme leur comportement de bâtonnet.

2. Nous avons signalé dans des publications antérieures que les spectres d'absorption diélectrique dans les solutions de poly-DL-phénylalanine [11] [comme dans celles de poly-DL-glutamate de benzyle [11], [12]], sont interprétables en admettant l'existence de deux fréquences critiques correspondant à deux mécanismes d'absorption distincts, chacun d'eux étant caractérisé par un temps de relaxation. La fréquence critique la plus basse correspond aux rotations des bâtonnets autour d'un axe trans-

verse et la deuxième qui montre l'existence d'une composante du moment électrique des bâtonnets perpendiculaire à leur grand axe, traduit l'existence d'un certain taux d'irrégularité dans la structure des bâtonnets ou bien des déformations. En remplaçant, dans l'expression théorique (2) de la fréquence critique de rotation f_c des bâtonnets autour d'un axe transverse, f_c et p par leurs valeurs, nous avons obtenu la longueur l des macromolécules constituant les cinq fractions de polymère : ces résultats figurent sur le tableau ci-dessous.

3. Pour choisir le modèle de structure α en hélice compatible avec nos résultats, nous avons calculé la contribution de chaque unité monomère à la longueur des bâtonnets : nous trouvons la valeur moyenne 1 Å $\pm$ 0,1. Ainsi, parmi les modèles connus ([1]), l'hélice $5,1_{17}$ (hélice γ de Pauling et Corey) et l'hélice $4,4_{16}$ (hélice π de Low et Baybutt), pour lesquelles l'augmentation de longueur par motif monomère est égale à 0,98 et 1,15 Å, peuvent être prises en considération. La valeur du diamètre des bâtonnets : 19 $\pm$ 1,5 Å, calculée à partir des valeurs de p et de l, paraît bien compatible avec de telles structures.

Résultats expérimentaux.

M.	$[\eta]$ (cm³/g).	$A(p)=1.24[\eta]$.	p.	$\frac{p}{\text{D. P.}}$.	f_c(kHz).	l(Å).	$\frac{l}{\text{D. P.}}$(Å).	d(Å).
65 000	44	54,5	23,1	0,052	60 $\pm$ 5	475	1,07	20,5
73 000	55	68,2	26,6	0,053	40 $\pm$ 5	552	1,11	20,7
81 000	61	75,6	28,3	0,051	47 $\pm$ 5	526	0,96	18,6
129 000	130	161,1	45,2	0,052	16 $\pm$ 3	788	0,90	17,4
140 000	150	186	49,0	0,052	10 $\pm$ 3	968	1,02	19,8

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) J. DONOHUE, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 39, n° 6, 1953, p. 470-478.

([2]) W. L. BRAGG, J. C. KENDREW et M. F. PERUTZ, *Proc. Roy. Soc.*, A 203, 1950, p. 321.

([3]) P. DOTY, A. M. HOLTZER, J. H. BRADBURY et E. R. BLOUT, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 4493; P. DOTY, J. H. BRADBURY et A. M. HOLTZER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 947.

([4]) L. PAULING et R. B. COREY, *Proc. Nat. Acad. Sc. Wash.*, 37, 1951, p. 241.

([5]) CH. LAPP et J. MARCHAL, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 86. CH. LAPP et J. MARCHAL, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2351.

([6]) P. DEBYE, *Polar Molécules*, Dover Publ. Inc., 1929, p. 89-95.

([7]) C. J. F. BÖTTCHER, *Theory of Electric Polarisation*, Amsterdam, Elsevier Pub. Co., 1952, p. 355.

([8]) J. M. BURGERS, *Verband der Kon. Nederl. Akad. v. Wetensch.*, Afd. Natuurk., (Eerste Sectie), Dl, n° 4, chap. 3, p. 15.

([9]) R. SIMHA, *J. Phys. Chem.*, 44, 1940, p. 25.

([10]) J. J. HERMANS, *Flow Properties of Disperse Systems, voir* chapitre de Ch. Sadron, p. 184 et 178.

([11]) E. MARCHAL et J. MARCHAL, *Colloque Ampère, Archives Sc.*, Genève, 12, 1959, p. 24.

([12]) E. MARCHAL et J. MARCHAL, *Comptes rendus*, 248, 1958, p. 100.

(*Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence d'un chauffage préalable au laminage sur l'évolution de la structure et des propriétés de plaques d'alliages aluminium-manganèse industriels solidifiées en semi-continu.* Note (*) de MM. **Jean Hérenguel**, **Pierre Lelong** et **Jacques Moisan**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le chauffage de longue durée pratiqué avant laminage sur l'alliage aluminium-manganèse solidifié en continu, est appelé improprement « homogénéisation ». Il provoque, en réalité, une précipitation dans la solution solide trempée en fonderie, et, à haute température, une coalescence des phases hors de solution. Cette modification structurale inhibe le grossissement du grain et régularise l'aspect, après l'oxydation anodique.

La recristallisation des produits laminés en alliage d'aluminium industriel à 1 % de manganèse environ, obtenus à partir de plaques solidifiées en semi-continu, ne se produit qu'à des températures élevées qui entraînent une croissance très rapide du grain et une tendance simultanée vers la texture d'orientation préférentielle dite « en dé ».

Un remède à cette difficulté consiste à soumettre les plaques, avant le laminage, à un chauffage prolongé à température élevée, par exemple 24 à 48 h entre 525 et 575° C. Ce traitement, désigné dans les pays anglo-saxons sous le nom de « soaking », a été appelé improprement « traitement d'homogénéisation ». Le traitement conduit bien, comme l'ont indiqué M. Renouard et Y. Bresson ([1]), à une homogénéisation relative par diffusion des zones riches vers les plus pauvres, mais une précipitation se produit, en même temps, dans les zones sursaturées trempées par le refroidissement intense de la solidification semi-continu.

En reprenant l'étude de ces mécanismes, nous avons observé que, suivant les conditions du traitement, la structure initiale, représentée sur la figure 1, peut subir une double évolution :

1° dans la solution solide, précipitation d'autant plus abondante, mais lente, que la température est basse (*fig.* 2 et 3);

2° dans l'eutectique, globulisation progressive par coalescence de la seconde phase, lorsque la température est supérieure à 540° C.

Nous pensons que l'inhibition du grossissement du grain est due, comme cela a été identifié par P. A. Beck ([2]) et F. Haessner ([3]) dans de nombreux autres cas, à la création d'une fine dispersion de phase précipitée, qui subsiste dans toute la vie métallurgique ultérieure du produit. De plus, l'appauvrissement de la solution solide conduit, comme l'avait déjà noté G. Marchand ([4]), à un abaissement de la température de recristallisation. Tout ceci se traduit pratiquement par un élargissement du domaine d'obtention du grain fin et de l'isotropie par compensation ([5]) que le seul recuit avec échauffement rapide, favorable pourtant à la stabilisation de la texture restaurée ([6]), permettait difficilement d'atteindre.

L'évolution structurale apporte un autre avantage important en ce qui concerne l'aspect des produits après traitement anodique; alors que le réseau d'eutectique de l'alliage non traité s'étalait au laminage, par

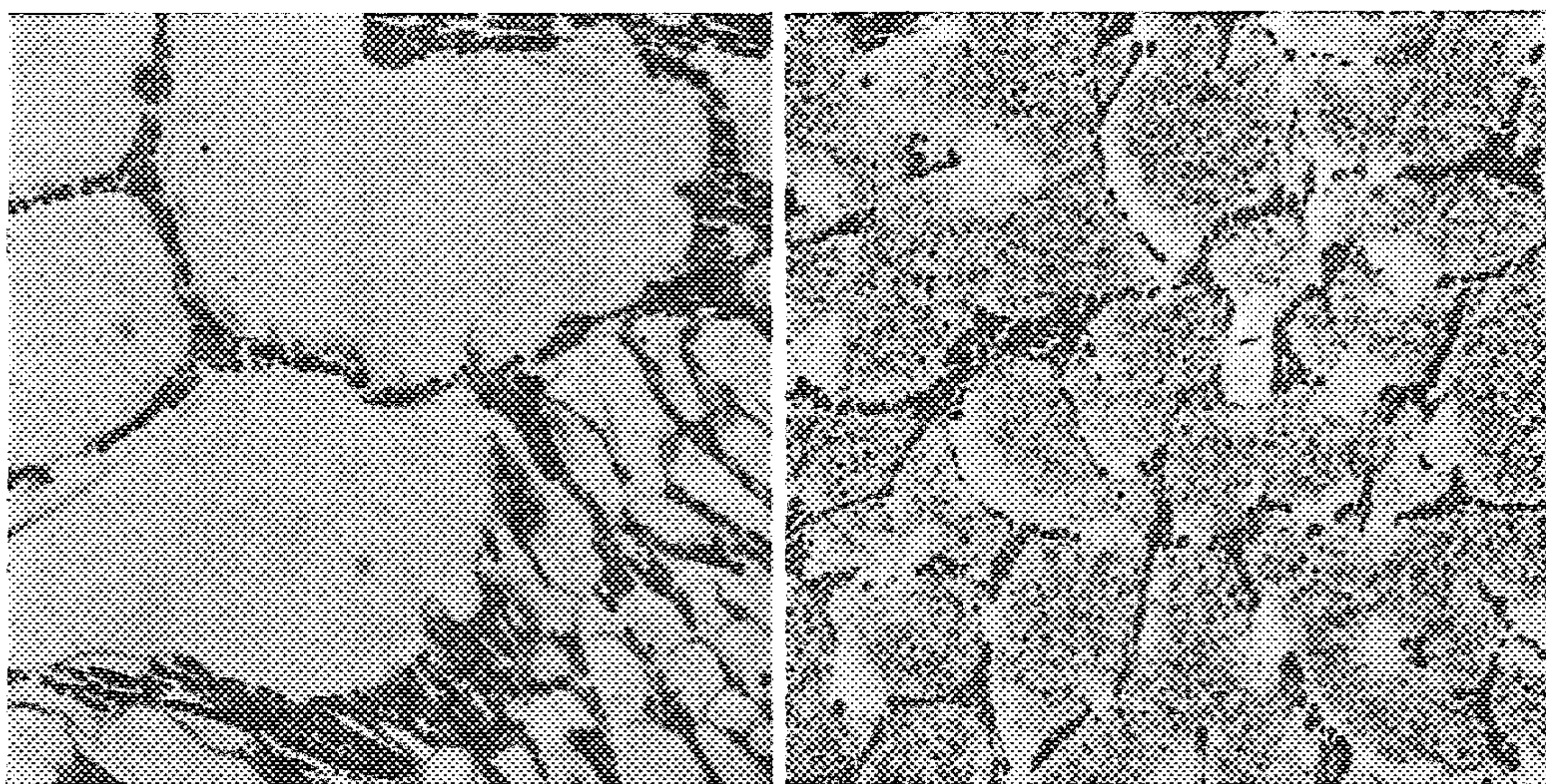


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Structure dans l'état brut de solidification.
Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 2. — Structure après chauffage de 48 h à 480° C.

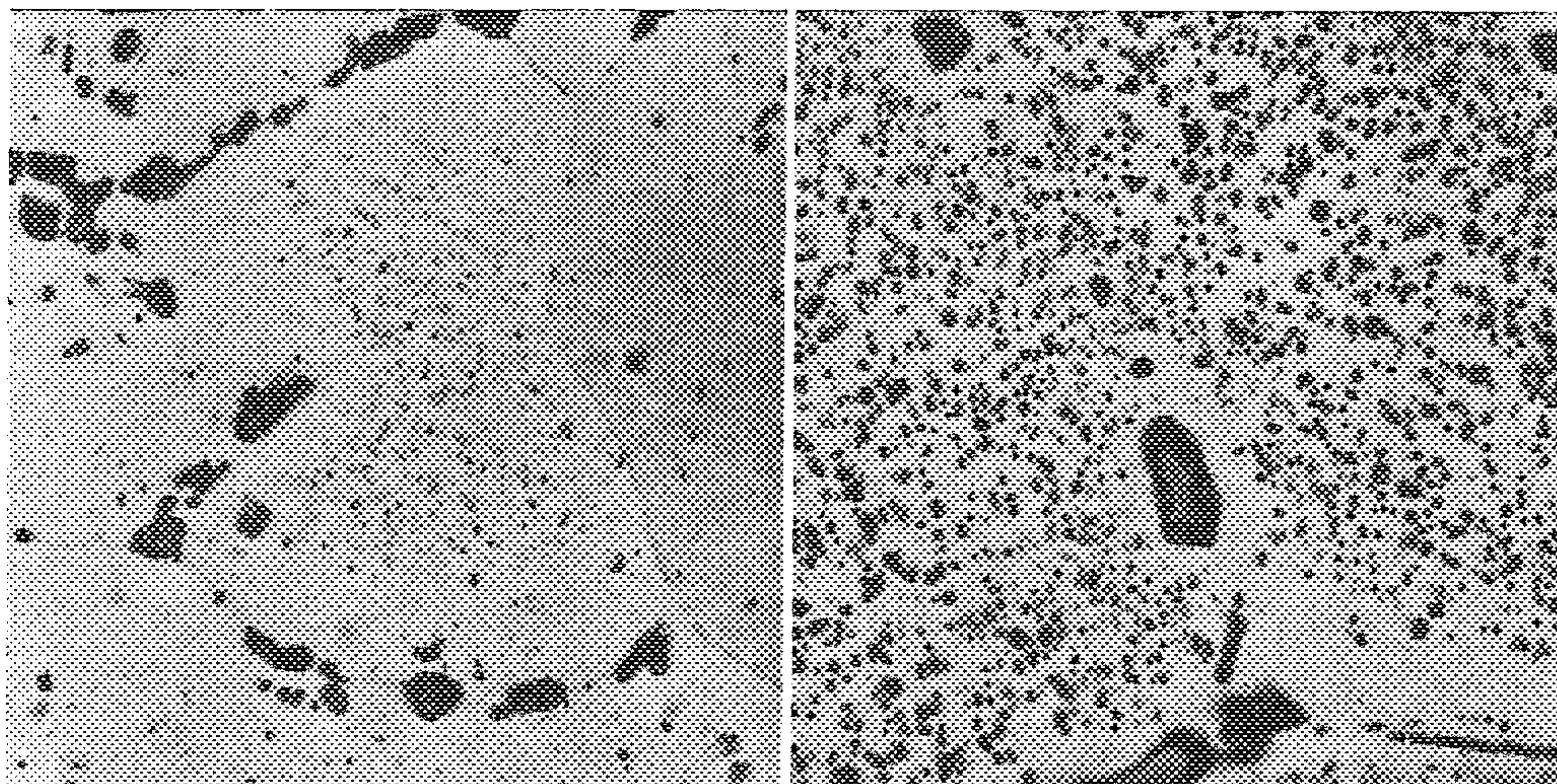


Fig. 3. Fig. 4.

Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 3. — Structure après chauffage de 48 h à 630° C.
Polissage chimique, puis oxydation anodique 3 μ (G × 200).
Fig. 4. — Structure après chauffage de 48 h à 630° C, puis de 48 h à 480° C.
Polissage chimique et oxydation anodique 3 μ (G × 200).

exemple, en donnant un motif cellulaire à contours très larges et très apparents, parfaitement visible sur fond brillant, le réseau coalescé de

l'alliage traité conduit à un réticulage plus confus, voilé par ailleurs dans la dispersion des fines particules uniformément réparties dans toute la masse du film d'alumine, comme dans le cas des produits filés avant laminage (7), (8), (9). Un traitement étagé, comportant un premier chauffage au-dessus de 600° C pour assurer une mise en solution maximale et coalescer l'eutectique, suivi d'un séjour à température plus basse (450 à 500° C) assurant une précipitation fine et abondante, paraît le plus satisfaisant pour obtenir simultanément l'optimum des deux effets (*fig.* 4).

Ces mécanismes sont évidemment valables pour les aluminiums de diverses puretés industrielles ou leurs alliages. Il faudrait rechercher en pratique, pour chaque alliage, à quel traitement (temps et température) correspond le maximum d'effet vis-à-vis de la stabilisation du grain, de la texture et de l'aspect après oxydation anodique.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) M. RENOUARD et Y. BRESSON, *Rev. Alu.*, 34, septembre, octobre et novembre 1957, nos 246-247-248, p. 833-841, 969-980 et 1083-1092.

(2) P. A. BECK, M. L. HOLZWORTH et P. R. SPERRY, *Trans. A. I. M. M. E.*, 180, 1949, p. 163-192.

(3) F. HAESSNER, G. MASING et H. P. STÜWE, *Zeitschrift für Metallkunde*, 47, n° 12, 1956, p. 743.

(4) G. MARCHAND, *Canad. J. Techn.*, 31, janvier 1953, p. 15-28.

(5) R. CHEVIGNY, *Rev. Alu.*, 26, n° 153, mars 1949, p. 79-87.

(6) J. HÉRENGUEL, F. SANTINI et M. SCHEIDECKER, *Rev. Mét.*, 53, n° 3, 1956, p. 161-168.

(7) J. HÉRENGUEL, *Métaux*, 19, n° 222, 1944, p. 21.

(8) J. HÉRENGUEL et P. LELONG, *Rev. Mét.*, 53, n° 12, 1956, p. 965.

(9) J. HÉRENGUEL et P. LELONG, *Rev. Mét.*, 55, n° 11, 1958, p. 1057.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur l'apparition de fissures superficielles dans le chlorure de polyvinyle soumis à la traction.* Note (*) de MM. JEAN-CLAUDE BAUWENS et GEORGES A. HOMÈS, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

Des fissures superficielles apparaissent dans le chlorure de polyvinyle, lorsqu'on le soumet à la traction; elles cessent de s'accroître dès que leur longueur atteint 0,1 mm environ. Les auteurs expliquent la propagation de ces fissures par la théorie de Griffith; ils pensent que l'arrêt de la propagation de ces fissures est dû à la déformation plastique de leurs extrémités.

Nous avons soumis à la traction des éprouvettes en chlorure de polyvinyle de 1 mm d'épaisseur environ, jusqu'à l'apparition de bandes de déformation.

L'examen microscopique par transparence nous a révélé l'existence de fissures perpendiculaires à la tension appliquée (*fig.* 1).

Nous avons remarqué que des griffes superficielles non parallèles à la tension engendraient de nombreuses fissures (*fig.* 2).

Ces fissures cessent de s'accroître en étendue dès que leur longueur atteint 0,1 mm environ, et, la tension appliquée croissant, on constate que des bandes de déformation se développent à partir des extrémités des fissures (*fig.* 3), puis les différentes bandes de déformation s'élargissent

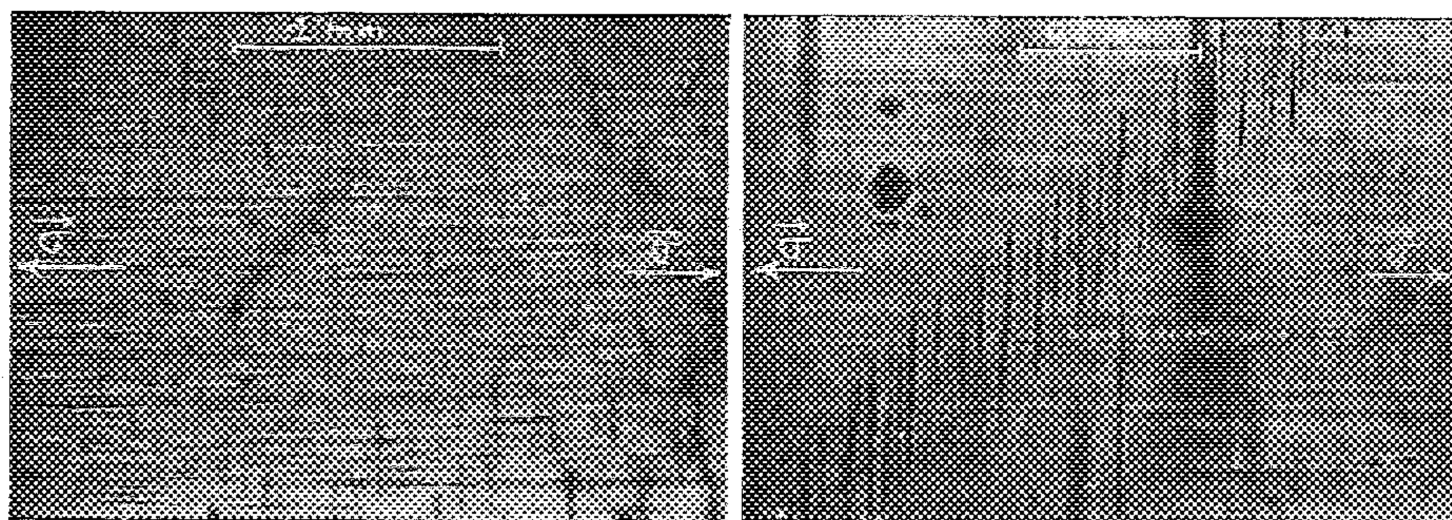


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Fissures superficielles perpendiculaires à la tension $\vec{\sigma}$ qui les a engendrées.

Fig. 2. — Nombreuses fissures s'étant propagées à partir d'une griffe oblique par rapport à la tension $\vec{\sigma}$.

et se joignent pour former une bande de dimensions supérieures (*fig.* 4).

L'apparition de fissures engendrées par des défauts superficiels peut s'expliquer par la théorie de Griffith ([1]). D'après ce dernier, une fissure submicroscopique peut se propager sous l'effet d'une tension extérieure perpendiculaire au plan de la fissure dès que

$$\sigma = \sqrt{\frac{2\alpha E}{c(1-\nu)}} = \sigma_1, \qquad (1)$$

α étant l'énergie de formation de surface, E étant le module de Young, c étant la longueur de la fissure et ν étant le coefficient de Poisson.

Cependant, l'arrêt de la propagation des fissures, sous tension constante, que nous observons, est en contradiction avec cette théorie.

Voici l'explication que nous proposons.

Dans le chlorure de polyvinyle, les macromolécules sont enchevêtrées; par suite, le déplacement d'un segment de molécule provoque des contraintes sur les molécules qui l'environnent et qui sont en quelque sorte draguées ([2]).

La déformation plastique de la matière contenue dans un volume V

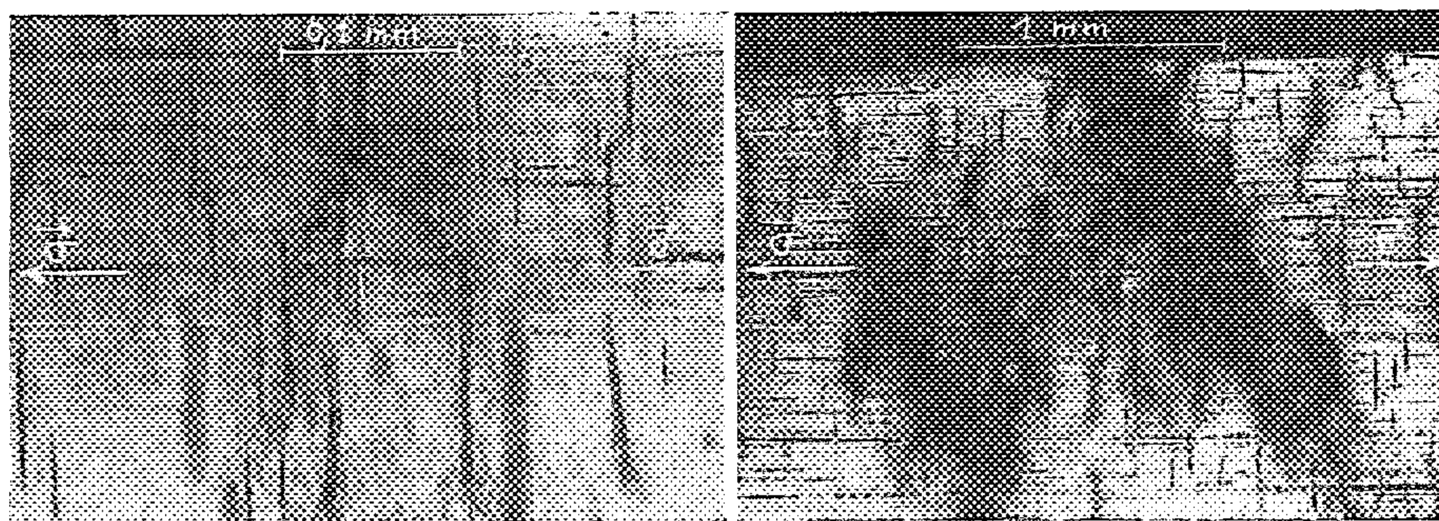


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. — Bandes de déformation s'étant propagées à partir des extrémités des fissures.

Fig. 4. — Nombreuses bandes de déformation se joignant pour former une bande de dimensions supérieures.

limité par une surface S produit donc, sur cette surface, des contraintes élastiques dont l'énergie potentielle totale est

$$E_S = e_S S,$$

e_S étant l'énergie potentielle par unité de surface.

Supposons qu'il existe à l'intérieur du volume V une concentration de tensions dont l'énergie potentielle par unité de volume soit e_V. L'énergie totale localisée dans ce volume V est

$$E_V = e_V V.$$

Si la valeur de la limite élastique est dépassée dans ce volume, la déformation plastique ne peut cependant se produire sans provoquer à ses frontières des contraintes élastiques dont l'énergie potentielle est E_S. Pour que la déformation plastique s'amorce dans le volume V, il faut donc que l'énergie E_V soit suffisante pour engendrer les contraintes élastiques subséquentes d'énergies E_S. Il est donc, nécessaire que

$$E_V > E_S, \qquad \text{d'où} \qquad V > \frac{e_S}{e_V} S$$

or

$$S = K V^{\frac{2}{3}},$$

K étant un paramètre dépendant de la forme de la surface.

Donc

$$V > \left(K \frac{e_S}{e_V} \right)^3.$$

Appelons V_0 la valeur de la constante $(K\, e_S/e_V)^3$.

La déformation plastique ne peut donc se produire que si $V > V_0$, c'est-à-dire si elle affecte un volume supérieur au volume critique V_0.

Supposons que, sous l'effet de la tension appliquée σ, la concentration de tensions produite par une fissure de longueur c soit telle que la limite élastique soit dépassée en tous points d'un certain volume V. Une homothétie nous montre que si cette fissure s'accroît et atteint une longueur kc, la valeur de la limite élastique est dépassée dans un volume $k^3 V$.

Tant que $k^3 V < V_0$, la fissure se propage sans engendrer autour d'elle des déformations plastiques, mais dès que la fissure dépasse une dimension critique $k_0 c$ telle que $k_0^3 V = V_0$, sa croissance doit s'accompagner d'une déformation plastique. Or, d'après Orowan (3), lorsqu'il en est ainsi l'équation (1) devient

$$\sigma_2 = \sqrt{\frac{2\,E(\alpha + p)}{c(1 - \nu)}},$$

p étant l'énergie de déformation plastique par unité de surface.

Par suite si

$$\sigma_1 < \sigma < \sigma_2,$$

la fissure cesse de se propager lorsque son accroissement doit s'accompagner d'une déformation plastique. Cette condition est réalisée lorsque

$$p > (k_0 - 1)\,\alpha.$$

Remarquons de plus que la tension maximale due à la présence d'une fissure de longueur c est

$$\sigma_{max} = 2\sigma\sqrt{\frac{c}{\rho}},$$

ρ étant le rayon de courbure aux extrémités de la fissure et σ étant la tension appliquée.

Or la déformation plastique aux extrémités de la fissure a pour effet d'accroître ρ, donc de faire décroître σ_{max} qui peut ainsi tomber en dessous de la tension de décohésion, ce qui contribue aussi à l'arrêt de la propagation de la fissure.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. A. Griffith, *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 1920, p. 163.

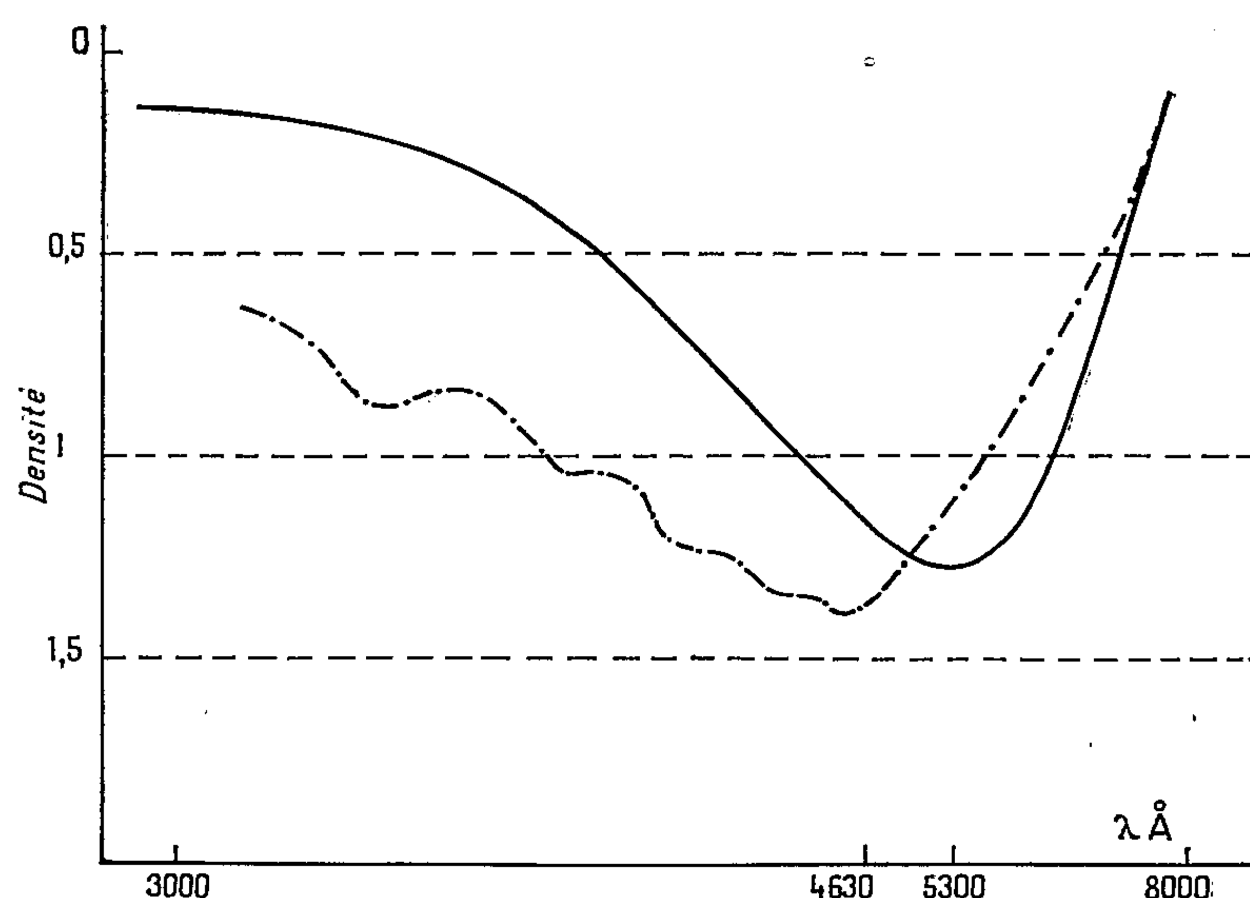
(2) F. Bueche, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1959.

(3) D. K. Felbeck et E. Orowan, *Welding Research Supplement*. 570s, novembre 1955.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la déhydrochloruration du chlorure de polyvinyle.* Note (*) de MM. **Charles Sadron**, **Jacques Parrod** et **Jean-Pierre Roth**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Le chlorure de polyvinyle traité par le chlorure de lithium dissous dans la diméthylformamide perd de l'acide chlorhydrique, ce qui conduit à un polymère contenant des doubles liaisons conjuguées. Les produits de la réaction diffèrent suivant le solvant employé.

Différents procédés peuvent être envisagés pour la préparation de macromolécules à doubles liaisons conjuguées, parmi lesquels la polymérisation des acétyléniques, la crotonisation des aldéhydes et la déhydrohalogénation



——— Chlorure de polyvinyle traité en milieu tétrahydrofuranne-diméthylformamide.
—·—·— Le même, en milieu cyclohexanone-diméthylformamide.

des halogénures de polyvinyle.

La polymérisation de l'acétylène, réalisée par A. Job et G. Champetier ([1]), puis Natta et coll. ([2]) n'a donné jusqu'ici que des produits insolubles, à moins que leur masse moléculaire ne soit faible.

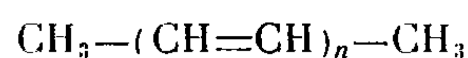
Les bases minérales ou azotées sont les réactifs utilisés généralement pour provoquer la condensation des aldéhydes ou l'élimination d'hydracides. Elles ont l'inconvénient de donner lieu à des réactions secondaires indésirables, dont la fixation de groupes amines.

Nous avons expérimenté, comme réactifs de déhydrohalogénation, des sels métalliques en solution dans divers solvants additionnés de diméthylformamide.

C'est le chlorure de lithium, déjà appliqué par R. P. Holysz ([3]) à la déhydrobromuration de céto-3 bromo-4 stéroïdes, qui nous a donné les résultats les plus remarquables.

Une solution contenant 3 g de chlorure de polyvinyle, 12,75 g de chlorure de lithium, 150 ml de diméthylformamide et 150 ml d'un deuxième solvant, est chauffée à 80° C dans un appareil balayé par un courant d'azote exempt d'oxygène.

Suivant que la deuxième fraction de solvant est la diméthylformamide elle-même, le tétrahydrofuranne ou le dioxanne d'une part, la cyclohexanone d'autre part, le liquide prend une couleur nettement différente. Il vire du rose au violet et au pourpre dans le premier cas, du jaune à l'orange et au brun noir dans le second. L'examen des spectres d'absorption ultraviolets, quel que soit le diluant, confirme cette différence. Celui du produit violet, figuré par la courbe en trait plein, présente un seul maximum à 5 300 Å. La courbe pointillée, relative aux solutions brunes, en présente plusieurs, dont les longueurs d'ondes respectives ont été portées sur le tableau ci-dessous. En regard nous avons porté celles des maximums d'absorption d'une série de diméthylpolyènes purs, de formule générale,



$$CH_3-(CH{=}CH)_n-CH_3$$

étudiés par F. Bohlmann et H. J. Mannhardt [4].

Ces auteurs avaient adopté la loi de Lewis et Calvin [5], $\lambda^2_{max} = kn$, mais nous avons remarqué que leurs résultats s'accordent mieux avec une relation légèrement différente : $\lambda^2_{max} = k'(n+1)$.

La série des maximums observés sur nos produits bruns satisfait à cette même relation, avec une valeur sensiblement égale de la constante $k' = 1{,}75.10^6$:

	Diméthylpolyènes [4].			Produit brun.		
n.		$\frac{\lambda^2}{n.10^6}$.	$\frac{\lambda^2}{(n+1).10^6}$.		$\frac{\lambda^2}{n.10^6}$.	$\frac{\lambda^2}{(n+1).10^6}$.
2........	2 270	2,58	1,72	-	-	-
3........	2 630	2,31	1,73	-	-	-
4........	2 990	2,24	1,79	-	-	-
5........	3 260	2,12	1,77	-	-	-
6........	3 520	2,07	1,77	-	-	-
7........	-	-	-	3 710	1,97	1,73
8........	3 955	1,95	1,73	3 910	1,91	1,70
9........	4 125	1,89	1,70	4 120	1,89	1,70
10 (cis)...	4 190	1,76	1,60	-	-	-
10........	-	-	-	4 400	1,94	1,76
11........	-	-	-	4 620	1,94	1,78
12........	-	-	-	4 770	1,90	1,75

La transposition de ces résultats aux solutions violettes amènerait à conclure à la prédominance de séquences de 15 doubles liaisons conjuguées.

Parmi les autres sels métalliques expérimentés, le bromure de lithium se comporte comme le chlorure, tandis que l'acétate donne un produit brun rouge. Le chlorure de magnésium et le chlorure d'aluminium pro-

voquent également la déhydrohalogénation. Les chlorures cuivrique, de nickel, de cobalt et de zinc sont inactifs.

(*) Séance du 14 mars 1960.

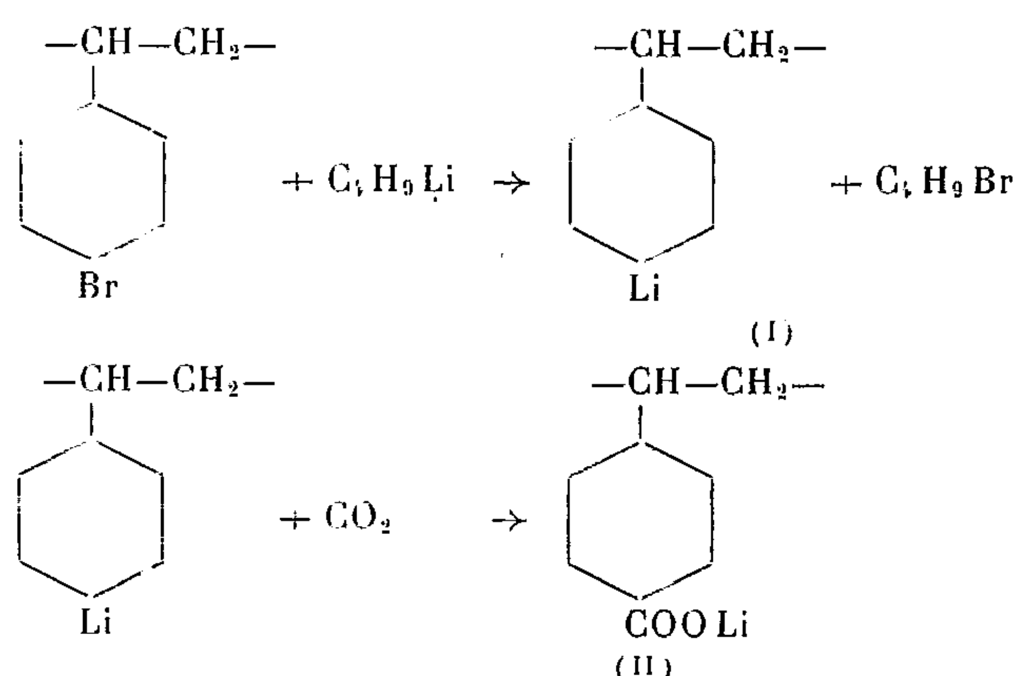
(1) A. JOB et G. CHAMPETIER, *Bull. Soc. Chim.*, M 176, 1936, p. 448.
(2) G. NATTA, G. MOZZANTI et P. CORRADINI, *Rend. Acc. Naz. dei Lincei*, 8e série, 25, 1958, p. 3.
(3) R. P. HOLYSZ, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4432.
(4) F. BOHLMANN et H. J. MANNHARDT, *Ber.*, 89, 1956, p. 1307.
(5) G. N. LEWIS et M. CALVIN, *Chem. Reviews*, 25, 1939, p. 273.

(*Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la conversion partielle du polyparabromostyrène en acide polystyrèneparacarboxylique.* Note de M. **Bertrand Houel**, présentée par M. Jacques Trefouël.

L'action du *n*-butyllithium sur le polyparabromostyrène conduit au polyparastyryl-lithium dont la carbonatation ultérieure fournit un polymère partiellement substitué par des fonctions carboxyliques.

Les réactions utilisées pour cette préparation sont les suivantes :



La réaction (I) de métallation du polystyrène a déjà été réalisée par Dietrich Braun [1] à partir de polyiodostyrène.

L'élaboration du dérivé halogéné met en jeu une méthode différente de la nôtre [2].

Préparation du polystyryl-lithium. — Cette réaction est effectuée à la température ambiante sous atmosphère inerte, dans un réacteur de 500 ml équipé d'un agitateur et muni d'une plaque filtrante à sa partie inférieure. Les différents réactifs, rigoureusement anhydres, sont introduits à l'abri de l'air.

Un dixième de molécule-gramme de butyl-lithium en solution dans 100 ml d'éther est mélangé à 250 ml de benzène.

5 g de polyparabromostyrène en solution benzénique sont introduits goutte à goutte dans le mélange sous vive agitation en 1 h environ. Au bout de quelques minutes, la solution se trouble, le polymère de couleur jaune précipitant progressivement.

Le mélange est agité 15 h à température ambiante; la solution est ensuite filtrée et le précipité, d'aspect cireux, est lavé deux fois au benzène et dispersé dans le benzène en vue de la carbonatation.

Carbonatation du polystyryl-lithium. — L'atmosphère inerte est remplacée par de l'anhydride carbonique sec; la réaction est immédiatement perceptible, se traduisant par un échauffement du mélange et une décoloration du précipité. Elle est poursuivie 3 h sous agitation.

Après élimination du benzène, le précipité est traité par l'eau distillée; la solution aqueuse, légèrement jaune, est filtrée pour la rendre parfaitement limpide.

Le polymère, précipité par une solution aqueuse d'acide chlorhydrique, redissous dans l'acétone, est reprécipité dans l'eau acidifiée à pH 4 par l'acide chlorhydrique. C'est un solide jaunâtre, dur et cassant, légèrement hygroscopique; il est soluble dans les bases, l'éthanol, le méthanol, l'acétone et le tétrahydrofuranne; insoluble dans l'éther, le benzène, les carbures aliphatiques et le chloroforme.

Analyse élémentaire :

	C %.	H %.
Théorique	72,96	5,44
Trouvée	75,33	7,09

Indice d'acide théorique 378, trouvé 200.

La teneur en brome est inférieure à 1 %, semblant indiquer que la réaction (I) est pratiquement complète.

Les valeurs trouvées indiquent un important déficit en fonctions acides. Il ne semble pas provenir d'une carbonatation incomplète du lithien car l'analyse spectrale infrarouge met bien en évidence l'absence de noyaux aromatiques monosubstitués; elle confirme par ailleurs la structure attendue du polymère :

— Bandes de vibration des radicaux méthyléniques de la chaîne à 14,10 et 14,20 μ.

— Bandes de vibration des noyaux aromatiques à 6,23 et 6,64 μ.

— Bandes de vibration de la substitution para à 5,20, 5,60 et 11,70 μ.

— Bandes de vibration de valence O—H à 3,80 et 4 μ.

— Bande de déformation OH à 10,75 μ.

— Bande de valence C=O à 5,90 μ.

De légères bandes d'absorption à 6,90 et 7,25 μ révélant la présence de radicaux méthyliques semblent indiquer la formation de motifs butylstyrène vraisemblablement par action du bromobutane régénéré lors de la réaction (I) sur le polystyryllithium.

Cette réaction secondaire pourrait expliquer l'écart entre les chiffres théoriques et les chiffres expérimentaux.

Il serait néanmoins possible que toutes les fonctions acides ne soient pas accessibles au dosage, ainsi qu'il a déjà été constaté pour d'autres polymères acides de structure voisine (³).

(¹) D. Braun, *J. Angew. Chem.*, 71, 1959, p. 5.
(²) B. Houel, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 800.
(³) R. Lumbroso, *Thèse*, Paris, 1960.

(*Laboratoire de Chimie macromoléculaire du C. N. R. S. à Bellevue, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Oxydation periodique du glycérol en présence d'acide borique*. Note (*) de M. **Jean Ploquin** et Mlle **Claude Neau**, présentée par M. René Fabre.

Existence, dans certaines conditions expérimentales, d'une activation par l'acide borique de l'oxydation periodique du glycérol. On ne l'observe que dans les tous premiers stades de la réaction; ceci confirme les travaux antérieurs et les hypothèses admises pour le mécanisme de ces réactions.

Nous avons étudié la cinétique de l'oxydation periodique du glycérol en présence d'acide borique pour les valeurs 0, 1/2, 1 et 2 du rapport moléculaire acide borique/glycérol. Les expériences ont été conduites à 25° C, avec une concentration constante (M/10) de glycérol et un excès de réactif periodique N/10 (10 fois la quantité théorique); le pH du milieu réactionnel était fixé successivement aux valeurs suivantes : 1,6, 6,3, 8,2 et 13,5.

Si l'on désigne par G_0 la quantité initiale de glycérol et par G celle oxydée au temps t, nous avons vérifié qu'on a

$$\text{Log}\,\frac{G_0 - G}{G_0} = -Kt \qquad \text{ou} \qquad G = G_0(1 - e^{-Kt}),$$

tout au moins dans les premières minutes de la réaction.

En effet, les résultats expérimentaux peuvent être représentés par des droites de pentes — K en coordonnées semi-logarithmiques. A pH 1,6, aux erreurs expérimentales près, tous les points se placent sur une même droite. On ne peut donc pas conclure à l'existence d'un effet de l'acide borique sur l'oxydation periodique. A pH 6,3, par contre, on obtient au moins trois droites distinctes (G, GB_2, GB, G_2B, ces dernières indiscernables) (*fig.* 1). On peut donc parler d'un effet activateur de l'acide borique dans ces conditions expérimentales.

En milieu alcalin, nous avons rencontré des difficultés dont les causes seront discutées ailleurs (évolution de la nature des ions periodates en fonction du pH du milieu). Mais, en se bornant aux mesures correspondant aux premiers instants de la réaction, on note encore un effet activateur de l'acide borique vis-à-vis de l'oxydation periodique. Il semble même être plus grand à pH 8,2 qu'à pH 6,3; mais comme l'oxydation elle-même est ralentie par l'alcalinité du milieu, le taux de glycérol oxydé reste faible. Pour cette valeur du pH, il ne faut considérer que l'évolution de la réaction pendant les 25 à 30 premières minutes. Au-delà, la cinétique est complètement perturbée par ce que Fleury et Fatome [1] ont appelé « la régénération de l'acide periodique »; l'acide borique semble également favoriser ce phénomène.

Nos observations confirment les expériences antérieures de Malaprade [2] et de Fleury et Courtois [3]. Ces auteurs ont montré que, à pH constant, l'acide borique accélérait faiblement l'oxydation periodique des sucres et

des hexitols acycliques. Les travaux de Fleury, Courtois et Bieder [4] ne sont pas en contradiction avec nos observations car, si l'on considère des oxydations plus avancées du glycérol, par l'acide periodique, la présence

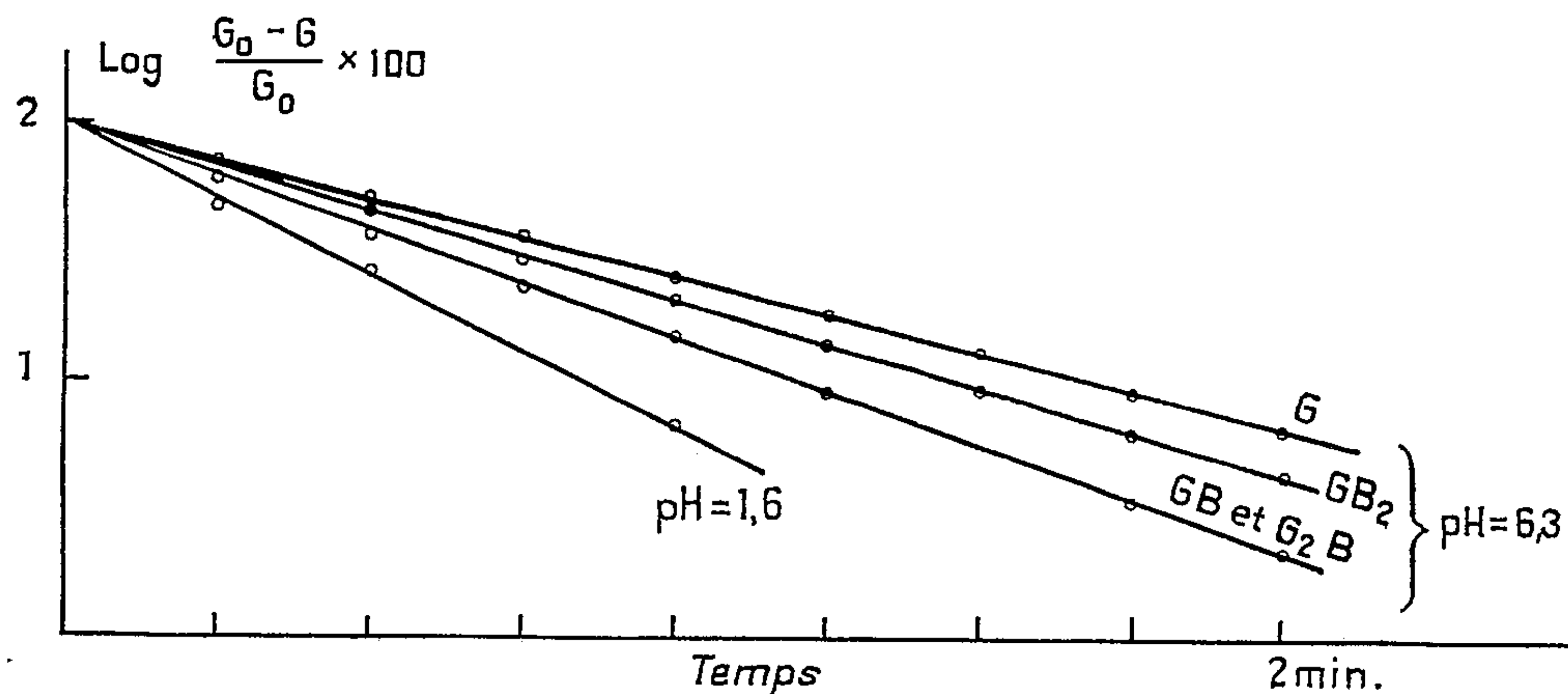


Fig. 1.

ou l'absence d'acide borique n'a plus aucune influence; celle-ci se manifeste, en effet, seulement dans les premiers stades de la réaction. De plus, il semble qu'un excès de glycérol par rapport à l'acide borique soit favo-

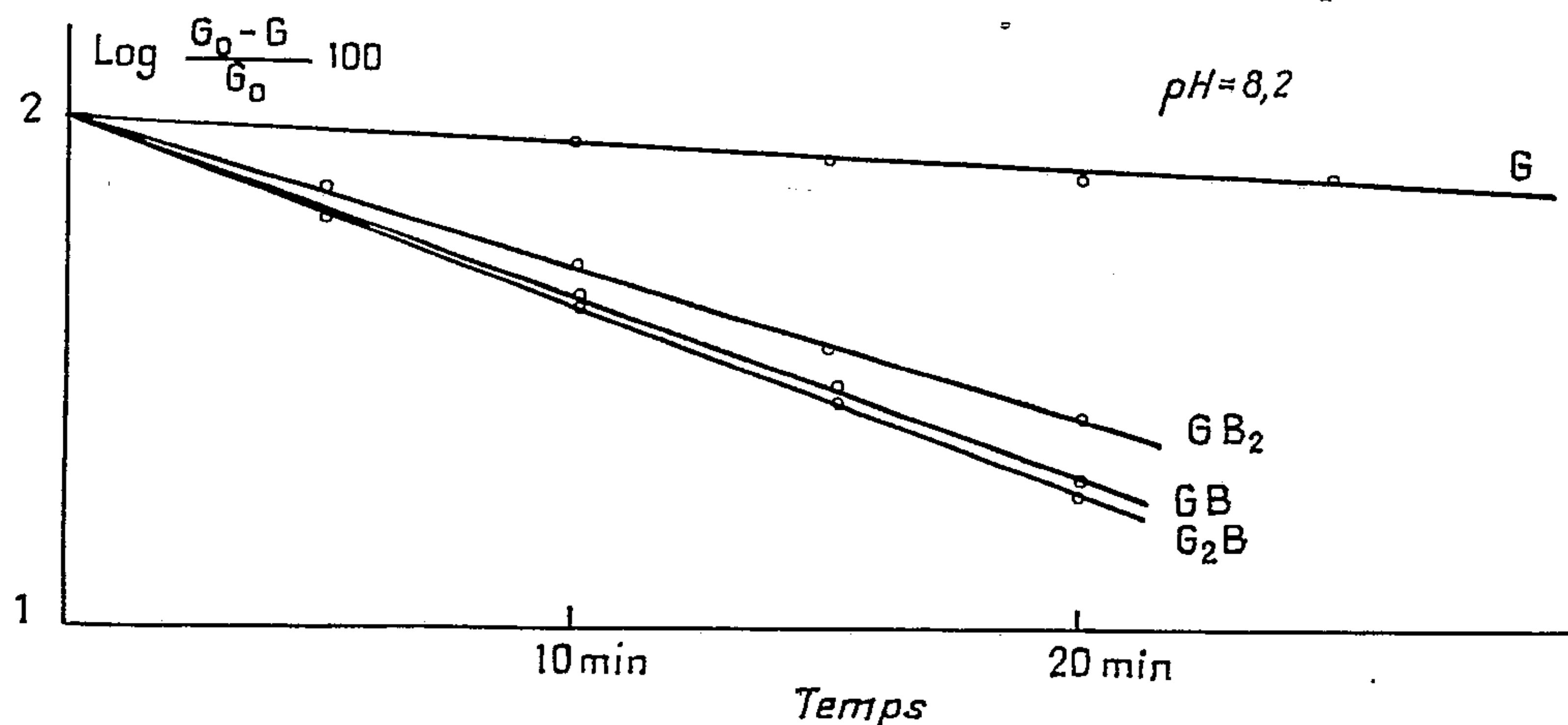


Fig. 2.

rable à l'apparition de cette activation; la même condition est nécessaire pour exalter fortement l'acidité des solutions boriques. La formation des complexes glycéroboriques faciliterait donc celle des diesters cycliques qu'on considère comme la première étape dans l'oxydation periodique.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) P. Fleury et Fatome, *J. Pharm. et Chim.*, 21, 1935, p. 247.

(2) L. Malaprade, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 1, 1934, p. 833.

(3) P. Fleury et J.-E. Courtois, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 10, 1943, p. 245.

(4) P. Fleury, J.-E. Courtois et A. Bieder, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 19, 1952, p. 118; *Ann. pharm. franç.*, 11, 1953, p. 249.

(*Laboratoire de Chimie, Faculté de Médecine, Nantes.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les monophosphates monométalliques de fer trivalent et d'aluminium.* Note de MM. **Pierre Rémy** et **Ferdinand d'Yvoire**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le monophosphate monoferrique existe sous deux variétés cristallines (A) et (B). Il leur correspond par isomorphisme deux variétés (A) et (B) de phosphate monoaluminique, différentes de la variété classique (C). On donne les paramètres cristallins des formes (A) et de la forme (C) rhomboédriques.

L'isomorphisme observé par plusieurs auteurs entre des phosphates d'aluminium et des phosphates correspondants de fer trivalent nous a conduits à aborder l'étude des phosphates de fer, en vue d'élargir et éventuellement d'éclairer les résultats déjà obtenus avec les phosphates d'aluminium (1), (2). L'isomorphisme s'est révélé être la règle générale entre les phosphates des deux cations, bien que pour une même forme cristalline, le mode de préparation et la stabilité diffèrent souvent d'un cation à l'autre. En outre, bien des résultats relatifs aux phosphates de l'un des deux cations, difficilement interprétables en eux-mêmes, se sont trouvés expliqués aisément par comparaison avec les phosphates de l'autre cation. C'est ainsi que l'étude des monophosphates monométalliques a été grandement facilitée. Ces composés ont pour formule générale $M^{(III)}(H_2PO_4)_3$. Nous les avons rencontrés sous deux formes (A) et (B) communes aux deux cations, et sous une forme (C) observée seulement avec l'aluminium (qui peut être partiellement remplacé par du fer).

1. S. R. Carter et N. H. Hartshorne (3) ont signalé l'existence de deux variétés cristallines de phosphate monoferrique l'une : que nous désignons par (A) se présentant en plaques losangiques, l'autre (B) en lames allongées. Nous avons préparé à nouveau ces deux formes en portant vers 95° des solutions concentrées de $FeCl_3$ et H_3PO_4 de rapport $4 \leqq P_2O_5/Fe_2O_3 \leqq 7$.

1° Les premiers cristaux qui apparaissent, en forme de plaques losangiques ou de rhomboèdres, appartiennent à la variété (A). Ils sont uniaxes positifs et fortement biréfringents. Leur diagramme X de poudre correspond à un réseau rhomboédrique avec deux groupements $Fe(H_2PO_4)_3$ par maille élémentaire. Les valeurs des paramètres de la maille hexagonale triple figurent au tableau I.

Tableau I.

Paramètres cristallographiques et densités (calculées et mesurées) des formes (A) et (C).

$Fe(H_2PO_4)_3$ (A).	$Al(H_2PO_4)_3$ (A).	$Al(H_2PO_4)_3$ (C).
$a = 8,0525 \pm 0,0050$	$a = 7,8494 \pm 0,0050$	$a = 13,688 \pm 0,008$
$c = 25,548 \pm 0,020$	$c = 24,965 \pm 0,018$	$c = 9,1345 \pm 0,0050$
$d_{calc} = 2,408$, $d_{mes} = 2,405$	$d_{calc} = 2,378$	$d_{calc} = 2,137$, $d_{mes} = 2,135$

2° Lorsque la solution précédente est maintenue à 95° et soumise à des cristallisations et redissolutions successives avec de fréquentes agitations, on obtient la variété (B) en lames à extinction oblique.

2. La préparation habituelle de phosphate monoaluminique à partir de solutions d'alumine dans H_3PO_4 conduit à une variété que nous désignons par (C). L'examen des diagrammes de poudres indique un réseau rhomboédrique avec deux groupements $Al(H_2PO_4)_3$ par maille élémentaire; on trouvera au tableau I les valeurs des paramètres de la maille hexagonale correspondante. Optiquement, les cristaux sont uniaxes positifs et fortement biréfringents ($n_g - n_p \sim 0{,}037$). Ces propriétés optiques ainsi que les propriétés physiques (forme allongée des cristaux suivant l'axe ternaire, existence d'un clivage longitudinal facile) suggèrent une structure en chaînes parallèles à l'axe ternaire.

Quant aux formes (A) et (B) de $Al(H_2PO_4)_3$, isomorphes respectivement des formes (A) et (B) de $Fe(H_2PO_4)_3$, elles prennent naissance au cours de l'évolution thermique d'un phosphate moins acide, $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$, déjà étudié par l'un de nous [2].

1° Chauffé à température croissante (150°/h), $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$ se déshydrate entre 90 et 150° et donne un produit que nous avions considéré comme une espèce unique, $H_3Al(PO_4)_2$. La comparaison de son diagramme X avec celui du phosphate monoferrique (B) nous a montré depuis qu'il s'agit d'un mélange constitué essentiellement par une variété nouvelle de $Al(H_2PO_4)_3$, isomorphe de $Fe(H_2PO_4)_3$ (B), et par $AlPO_4$ cristobalite. On peut du reste isoler la phosphocristobalite par un traitement rapide à l'eau, qui dissout $Al(H_2PO_4)_3$ (B).

2° Si $H_3Al(PO_4)_2.3H_2O$ est sous une forme physique (produit broyé ou lavé à l'eau) telle que l'influence de l'eau dégagée modifie son évolution thermique, de nombreux composés peuvent cristalliser au cours de la déshydratation [4]. Parmi ceux-ci, $Al(H_2PO_4)_3$ (A) a été identifié grâce à la ressemblance frappante de son spectre X avec celui de $Fe(H_2PO_4)_3$ (A). On trouvera au tableau I les valeurs des paramètres de la maille hexagonale triple de $Al(H_2PO_4)_3$ (A). Notons qu'il existe entre les paramètres des formes (A) et (C) du phosphate monoaluminique la relation suivante

$$a_{(C)} = a_{(A)} \times \sqrt{3} \times 1{,}0068 \neq a_{(A)} \times \sqrt{3}$$

susceptible d'une représentation géométrique simple. Seule une étude de la structure des deux formes pourrait en donner la signification éventuelle.

3. En chauffant vers 95° des solutions d'oxydes de fer et d'aluminium dans H_3PO_4, de composition $P_2O_5/M_2O_3 \sim 6$, on obtient des cristaux mixtes de phosphates monométalliques. Pour les solutions riches en fer la variété (A) prédomine. Pour les solutions riches en aluminium ($Al/(Fe + Al) > 0{,}5$ environ) il se forme surtout des cristaux mixtes de type (C); l'examen de leurs spectres X montre que le remplacement partiel des ions Al^{3+} par des ions Fe^{3+} accroît beaucoup plus le paramètre c que

le paramètre *a*. Ce phénomène s'accorderait bien avec l'hypothèse que nous avons formulée d'une structure en chaînes parallèles à l'axe ternaire si les cations trivalents sont des parties constitutives des chaînes.

TABLEAU II.

Données relatives aux premières raies de diffraction des diagrammes de poudres des composés étudiés (radiations $Cu K_{\alpha}$ *et* $Co K_{\alpha}$*).*

Forme (A).					Forme (B).				Forme (C).		
Fe.		Al.			Fe.		Al.		Al.		
d (Å).	*i.*	*d* (Å).	*i.*	*hk.l.*	*d* (Å).	*i.*	*d* (Å).	*i.*	*d* (Å).	*i.*	*hk.l.*
6,130	FF	5,970	FF	10.2	9,24	ff	9,12	f	6,848	FF	11.0
4,713	F	4,597	mF	10.4	7,75	F	7,71	FFF	4,262	F	10.2
4,256	F	4,161	FF	00.6	5,76	mF	5,67	F	4,024	FFF	21.1
4,026	m	3,925	F	11.0	4,70	fff	4,68	ff	3,9513	mf	30.0
3,639	FFF	3,550	FFF	11.3	4,62	m	4,58	ff	3,6178	mF	20.2
3,365	mF	3,281	m	20.2	4,58	m	4,47	ff	3,4216	ff	22.0
3,0605	FF	2,9853	FF	20.4	4,16	F	4,08	FF	3,1983	F	21.2
2,9260	FF	2,8554	FF	11.6	3,873	ff	3,852	F	3,0933	mF	31.1
2,9042	f	2,8363	fff	10.8	3,730	FF	3,674	FF	2,7820	mF	11.3
2,6218	f	2,5558	mf	21.1	3,587	FF	3,529	FF	2,6684	mF	31.2
2,5818	f	–	–	21,2	3,513	FF	3,461	FF	2,6066	mF	32.1
2,4366	f	2,3755	m	21.4	3,314	FFF	3,254	FF	2,5867	fff	41.0
2,3996	f	–	–	10.10	3,216	f	3,186	f	2,4864	f	40.2
2,3563	ff	2,2983	mf	20.8	3,198	mf	3,130	m	2,3368	f	32.2
2,3428	f	2,2847	mf	21.5	3,083	m	3,044	F	2,2815	f	33.0
2,3208	mF	2,2657	m	{ 30.0	3,049	f	3,005	m	2,2748	m	22.3
				{ 11.9	2,993	ff	2,972	mf	2,2423	mf	10.4
2,0593	fff	2,0118	ff	20.10	2,882	m	2,836	m	2,1752	mf	42.1
2,0403	fff	1,9899	mf	30.6	–	–	2,762	fff	2,1310	mF	20.4
2,0329	F	1,9832	F	21.8	2,797	m	2,734	m	2,1043	mf	50.2

(1) A. BOULLÉ et F. D'YVOIRE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 531.
(2) F. D'YVOIRE, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 297.
(3) S. R. CARTER et N. H. HARTSHORNE, *J. Chem. Soc.*, 123, 1923, p. 2223-2233.
(4) Les détails de ces expériences seront décrits dans un Mémoire.

(*Laboratoire de Chimie de l'École des Mines de Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les arséniates de cobalt.* Note (*) de Mlle **Bénédicte Charles-Messance**, MM. **Cyrille Duc-Maugé** et **Henri Guérin**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nos connaissances sur les arséniates cobalteux étaient limitées à la description de certains sels obtenus généralement par double décomposition : $2CoO.As_2O_5$; $5CoO.2As_2O_5.3H_2O$; $3CoO.As_2O_5.8H_2O$; $4CoO.As_2O_5$; il nous a semblé intéressant d'entreprendre sur ces composés des recherches analogues à celles que nous avons déjà effectuées sur les arséniates de nickel (1).

Nous avons donc établi le diagramme d'équilibre $CoO—As_2O_5—H_2O$ à 60 et à 20°.

A. Étude du système $CoO—As_2O_5—H_2O$ à 60°. — Toute une série de mélanges d'eau, d'acide arsénique et d'oxyde de cobalt hydraté pur ont été agités à 60° jusqu'à réalisation de l'équilibre. Après détermination de la composition chimique des diverses solutions saturées, nous avons caractérisé les phases solides en équilibre avec celles-ci par la méthode des restes. Nous avons dosé As_2O_5 par la méthode iodométrique de Fleury, en milieu bicarbonaté, et CoO également par iodométrie, en milieu acétique.

Les résultats obtenus permettent les conclusions suivantes :

1° Le sel le plus acide : *le biarséniate monocobalteux pentahydraté* : $CoO.2As_2O_5.5H_2O$ est stable au contact de solutions titrant entre 75 % de As_2O_5 (0,3 % de CoO) et 65 % de As_2O_5 (2 % de CoO). Ce sel de couleur mauve se présente sous la forme de gros cristaux. Il s'hydrolyse rapidement en présence d'eau et même simplement à l'air; il est actif sur la lumière polarisée.

2° *L'orthoarséniate bicobalteux bihydraté* : $AsO_4HCo, 2H_2O$ ou $2CoO.As_2O_5.3H_2O$ a un domaine étendu puisqu'il est stable au contact de solutions titrant entre 65 % de As_2O_5 (2 % de CoO) et 0,2 % de As_2O_5 (0,04 % de CoO). En milieu acide, il est violet vif et cristallise en prismes courts d'apparence régulière alors qu'en milieu basique, il est plus pâle et les cristaux prennent la forme de bâtonnets. Toutefois il s'agit du même hydrate. Ce sel, également actif sur la lumière polarisée, est aussi hydrolysable : il donne l'arséniate tricobalteux.

3° *L'orthoarséniate tricobalteux octohydraté* : $(AsO_4)_2Co_3, 8H_2O$ ou $3CoO.As_2O_5.8H_2O$, déjà connu [(2) et (3)] est de couleur rose et cristallise en fines aiguilles. Son domaine de stabilité est très restreint; il n'existe, en effet, qu'en présence de solutions ayant des teneurs inférieures à 0,2 % de As_2O_5. Il n'est pas hydrolysable.

Nous n'avons pas pu caractériser l'arséniate tétracobalteux ni le biarséniate pentacobalteux signalés dans la littérature (4).

L'orthoarséniate monocobalteux ne paraît pas exister.

B. Étude du système $CoO-As_2O_5-H_2O$ à 20°. — Nous avons entrepris une étude comparable à 20°. Dans le domaine basique, les arséniates bicobalteux et tricobalteux ne cristallisent que très difficilement à cette température.

Toutefois, en milieu acide, nous avons déjà caractérisé *le biarséniate monocobalteux pentahydraté :* $CoO.2As_2O_5.5\,H_2O$, stable au contact de solutions titrant plus de 60 % de As_2O_5 (3 % de CoO).

L'orthoarséniate bicobalteux bihydraté est stable dans un vaste domaine puisqu'il existe au contact de solutions titrant de 60 % de As_2O_5 à moins de 1 %. En présence de solutions de teneurs plus faibles en As_2O_5, il fait place à *l'orthoarséniate tricobalteux octohydraté.*

Tant à 60 qu'à 20°, nous avons réalisé des essais où coexistent le biarséniate monocobalteux et l'orthoarséniate bicobalteux, ce qui permet de conclure à l'inexistence de l'orthoarséniate monocobalteux.

En résumé, les seuls sels caractérisés dans l'étude du système $As_2O_5-CoO-H_2O$, tant à 60 qu'à 20°, sont :

— le biarséniate monocobalteux pentahydraté : $CoO.2\,As_2O_5$, $5H_2O$;

— l'orthoarséniate bicobalteux bihydraté : AsO_4HCo, $2H_2O$;

— l'orthoarséniate tricobalteux octohydraté : $(AsO_4)_2Co_3$, $8H_2O$.

Le diagramme d'équilibre ainsi obtenu présente des analogies avec celui des arséniates de nickel pour lequel nous avons caractérisé des sels identiques, ayant le même état d'hydratation. Il en diffère néanmoins par l'inexistence de l'orthoarséniate monocobalteux.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) B. Charles-Messance, C. Duc-Maugé et H. Guérin, *Bull. Soc. chim.*, 1959, p. 121.

(2) F. Ephraim et C. Rossetti, *Helv. Chim. Acta*, 12, 1929, p. 1025.

(3) Ducru, *Ann. Chim. Phys.*, (7), 22, 1901, p. 160.

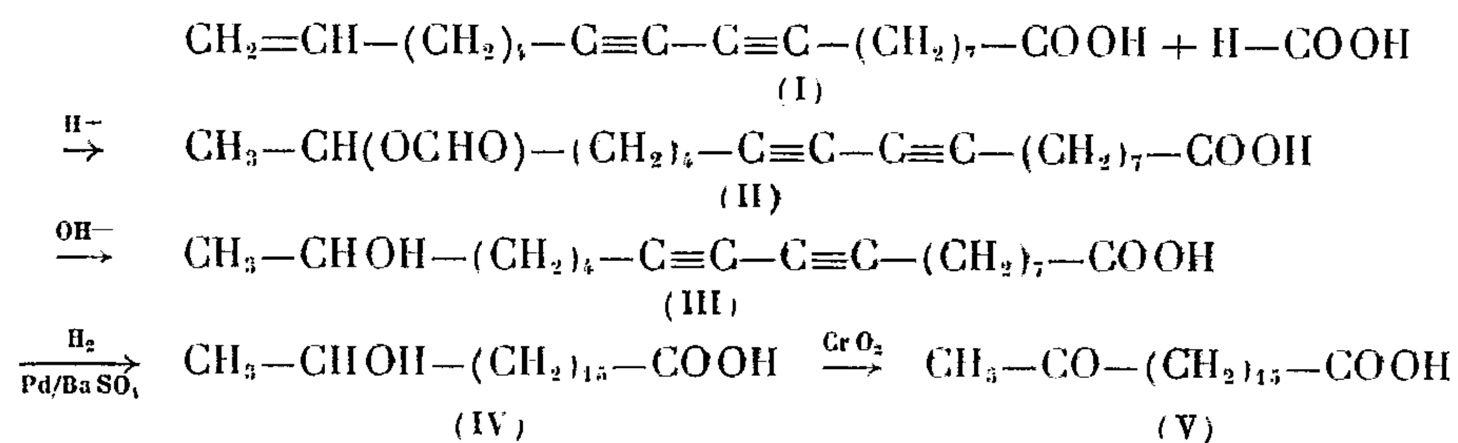
(4) A. Coloriano, *Comptes rendus*, 103, 1886, p. 273; C. Lefèvre, *Ann. Chim. Phys.*, (6), 27, 1892, p. 38; Svanberg, *J. Prakt. Chem.*, 54, 1851, p. 187.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hydratation de l'acide isanique.* Note (*) de MM. **Albert Jensen** et **Émile Bajoit**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide isanique, constituant non saturé principal de l'huile de boleko (*Ongokea Gore*), a la formule de structure (I) [1]. L'hydratation de cet acide peut s'opérer à la fois sur la liaison éthylénique, avec formation d'un acide hydroxy, ou sur les liaisons acétyléniques, avec formation d'une cétone ou d'une β-dicétone.

M. Fauve [2] a essayé sans succès d'hydrater l'huile de boleko par de l'acide sulfurique concentré. D'autre part, en appliquant la méthode à l'acétate mercurique décrite par Mydleton, Barret et Saeger [3], même à basse température, E. de Vries [4] n'a obtenu que des produits résineux jaunes, mais pas de β-dicétones.

De notre côté, nous avons appliqué la méthode de H. Knight, R. Koos et D. Swern [5], qui consiste à faire agir de l'acide formique concentré à la température d'ébullition en présence d'acide perchlorique, suivi de l'hydrolyse de l'ester formique. Dans ces conditions, l'addition se fait uniquement sur la liaison éthylénique de l'acide isanique. La réaction n'étant pas quantitative, il importe d'éliminer l'acide isanique non hydraté par extraction à l'éther de pétrole.


$$CH_2{=}CH{-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH + H{-}COOH \quad (I)$$
$$\xrightarrow{H^-} CH_3{-}CH(OCHO){-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH \quad (II)$$
$$\xrightarrow{OH^-} CH_3{-}CHOH{-}(CH_2)_4{-}C{\equiv}C{-}C{\equiv}C{-}(CH_2)_7{-}COOH \quad (III)$$
$$\xrightarrow[Pd/BaSO_4]{H_2} CH_3{-}CHOH{-}(CH_2)_{15}{-}COOH \ (IV) \xrightarrow{CrO_3} CH_3{-}CO{-}(CH_2)_{15}{-}COOH \ (V)$$

Le produit hydraté obtenu (III) est très soluble dans les solvants organiques polaires tels l'éthanol, l'acétate d'éthyle, l'acétone, l'éther, le chlorure de méthyle, mais insoluble dans l'eau et les solvants organiques apolaires tels l'éther de pétrole.

Il se présente sous la forme d'une huile épaisse et visqueuse; il n'a pas pu être obtenu à l'état cristallin à cause de sa grande solubilité. Nous l'avons dès lors hydrogéné tel quel en acide 17-hydroxystéarique (IV) en présence de $Pd/BaSO_4$ comme catalyseur. Ce dérivé peut être oxydé en acide 17-cétostéarique par l'acide chromique en milieu acétique. Les points de fusion des deux derniers acides correspondent avec ceux cités par la littérature [6].

Hydratation de l'acide isanique. — 10 g d'acide isanique, 20 ml d'acide formique 98-100 % et 0,2 ml d'acide perchlorique aqueux à 70 % sont

chauffés à reflux sous azote pendant 20 mn. Le mélange devient homogène entre 90 et 100° C. L'excès d'acide formique est éliminé par distillation sous pression réduite ($É_{100}$ 43-49° C) et le résidu est saponifié dans le ballon même au moyen d'une solution aqueuse de KOH à 10 %. Les acides organiques sont libérés par acidification au moyen de HCl 6 N et extraits à l'éther. La solution éthérée est lavée jusqu'à absence d'acidité et séchée sur sulfate de soude. L'éther est chassé par distillation et le résidu, traité à l'éther de pétrole 40-60, qui dissout l'acide isanique et laisse le produit d'hydratation (III) sous forme d'une huile épaisse.

Acide 17-hydroxystéarique. — 5 g d'acide isanique hydraté obtenus au cours de l'opération précédente sont dissous dans 80 ml d'alcool absolu et secoués dans un appareil d'hydrogénation « Parr à basse pression » avec 0,5 g de $Pd/BaSO_4$ sous pression d'hydrogène 2-3 atm.

Après 30 mn, le catalyseur est éliminé et l'alcool distillé sous vide. Le résidu est recristallisé quelques fois de l'acétone F 80° C ([6a]), Rdt 40 %.

Acide 17-cétostéarique. — Une solution de 1 g d'acide 17-hydroxystéarique, dans 15 ml d'acide acétique est chauffée jusqu'à 50-60° C et traitée ensuite par une solution de 1 g d'anhydride chromique dans 4 ml d'eau et 16 ml d'acide acétique. On chauffe sous agitation pendant 5 mn à 50-60° C et ensuite 4 mn à 70° C. Après quoi, la solution est versée dans un grand volume d'eau glacée.

L'acide cétonique précipité est filtré, lavé à l'eau glacée et finalement cristallisé de l'acétate d'éthyle : F 87-87,5° C ([6b]).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Steger et J. Van Loon, *Rec. trav. chim.*, 59, 1940, p. 1156; M. Castille, *Annalen*, 543, 1939, p. 104; *Bull. Acad. Roy. Méd. Belg.*, 6, 1941, p. 152; H. Black et Weedon, *Chem. and Ind.*, 2, 1953, p. 40.

(2) *Thèse*, Paris, 1942.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 4405.

(4) *L'huile de boleko*, Ministère des Colonies, Bruxelles, 1956, p. 136.

(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 6212.

(6) R. Holman, W. Lundberg et T. Malkin, *The Chemistry of Fats*, III, Pergamon Press, London et New-York, 1955; *a*, p. 220; *b*, p. 234.

(*Laboratoire de Recherches chimiques du Ministère du Congo belge et du R. U., 5, rue du Moulin, Tervuren, Belgique.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés acétyléniques sur les alcoylgermanes en présence d'acide chloroplatinique.* Note de MM. **Michel Lesbre** et **Jacques Satgé**, présentée par M. Marcel Delépine.

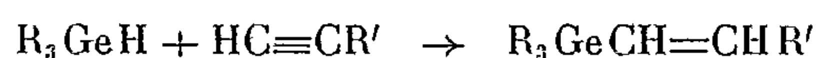
Les trialcoylgermanes R_3GeH s'additionnent quantitativement à la triple liaison des composés acétyléniques vrais en présence d'acide chloroplatinique. Les dialcoylgermanes R_2GeH_2 donnent avec le phénylacétylène un polymère. Les monoalcoylgermanes $RGeH_3$ fixent trois molécules d'heptyne-1 et conduisent à des tétraalcoylgermanes à trois fonctions éthyléniques.

La grande réactivité des alcoylgermanes a été démontrée récemment par la synthèse de nombreux germanes fonctionnellement substitués [1], [2].

En l'absence de catalyseurs, la réactivité de ces mêmes dérivés vis-à-vis de la triple liaison acétylénique paraît plus faible que celle des stannanes et assez comparable à celle des silanes isologues.

Mais en présence d'acide chloroplatinique H_2PtCl_6, 6 H_2O, en solution alcoolique 0,1 N, l'addition des alcoylgermanes sur la triple liaison des alcynes vrais se fait avec des rendements sensiblement quantitatifs.

La réaction, du type anti-Markownikov :

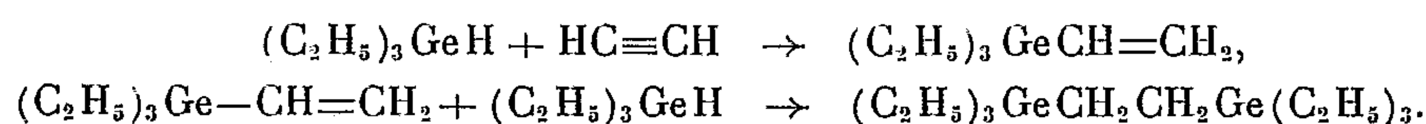


$$R_3GeH + HC{\equiv}CR' \rightarrow R_3GeCH{=}CHR'$$

constitue une méthode générale pour la préparation des composés organiques du germanium renfermant un groupement vinyl substitué.

Nous avons fait réagir sur les trialcoylgermanes en présence d'acide chloroplatinique, l'acétylène, le phénylacétylène, l'hexyne-1, le tributyléthynylgermanium, l'alcool propargylique et le diméthyléthynylcarbinol.

a. L'acétylène réagit en deux temps sur le triéthylgermane, le triéthylvinylgermanium tout d'abord formé se condense avec une nouvelle molécule d'hydrure pour donner un digermane saturé ($É_{760}$ 275°) :



$$(C_2H_5)_3GeH + HC{\equiv}CH \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH{=}CH_2,$$
$$(C_2H_5)_3Ge{-}CH{=}CH_2 + (C_2H_5)_3GeH \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH_2CH_2Ge(C_2H_5)_3.$$

Nous avions déjà décrit par ailleurs ces deux composés [3].

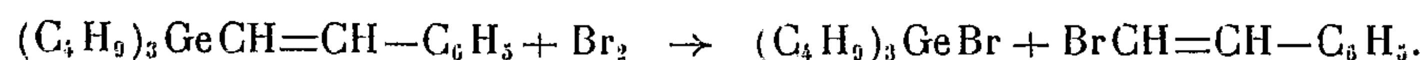
b. Le phénylacétylène réagit sur $(C_4H_9)_3GeH$ dès la température ordinaire; la réaction est exothermique :



$$(C_4H_9)_3GeH + HC{\equiv}C{-}C_6H_5 \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C_6H_5.$$

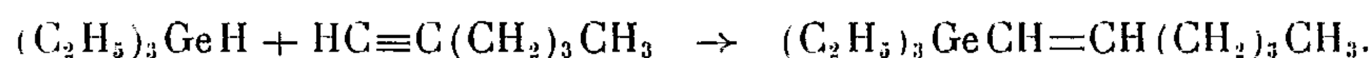
Le tributyl-β-styrylgermanium est obtenu quantitativement, alors qu'en l'absence de catalyseur et malgré un reflux prolongé à 160°, le rendement moyen de cette même réaction ne dépasse pas 35 %.

L'action du brome sur ce dérivé insaturé ne conduit pas au composé d'addition attendu mais au clivage de la liaison Ge—C avec formation de bromure de tributylgermanium et de β-bromostyrène :



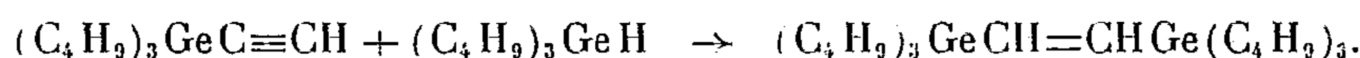
$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C_6H_5 + Br_2 \rightarrow (C_4H_9)_3GeBr + BrCH{=}CH{-}C_6H_5.$$

c. Le triéthylgermane s'additionne facilement à l'hexyne-1. La réaction est exothermique :



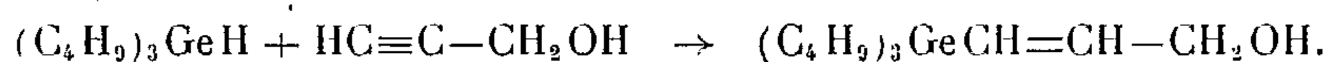
$$(C_2H_5)_3GeH + HC{\equiv}C(CH_2)_3CH_3 \rightarrow (C_2H_5)_3GeCH{=}CH(CH_2)_3CH_3.$$

d. Vers 200° le tributyléthynylgermanium récemment préparé (¹) fixe quantitativement une molécule de $(C_4H_9)_3GeH$ et conduit au 1.2-bis-(tributylgermyl)éthylène :



$$(C_4H_9)_3GeC{\equiv}CH + (C_4H_9)_3GeH \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CHGe(C_4H_9)_3.$$

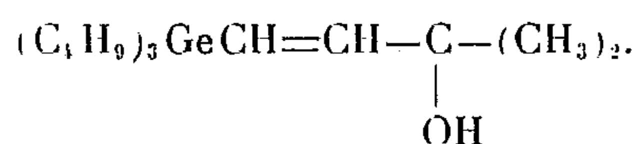
e. L'alcool propargylique se fixe sur $(C_4H_9)_3GeH$. La réaction démarre vers 70° :



$$(C_4H_9)_3GeH + HC{\equiv}C{-}CH_2OH \rightarrow (C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}CH_2OH.$$

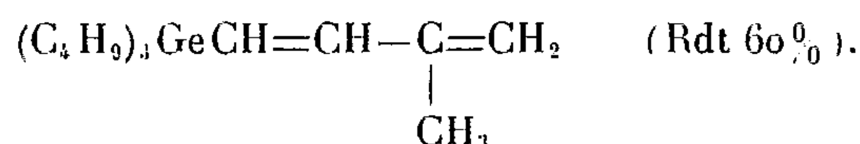
L'hydrogénation catalytique de cet alcool sur nickel de Raney conduit à l'alcool saturé : $(C_4H_9)_3GeCH_2CH_2CH_2OH$, $É_{0.5}$ 115°, n_D^{20} 1,471, d_4^{20} 0,999, en tous points semblable à celui que nous avons obtenu par l'action de l'alcool allylique sur $(C_4H_9)_3GeH$ (¹).

f. Le diméthyléthynylcarbinol se fixe facilement sur $(C_4H_9)_3GeH$ en donnant l'alcool éthylénique tertiaire correspondant



$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C(OH){-}(CH_3)_2.$$

Cet alcool déshydraté par $POCl_3$ au sein de la pyridine nous conduit au méthyl-2 tributylgermyl-4 butadiène :

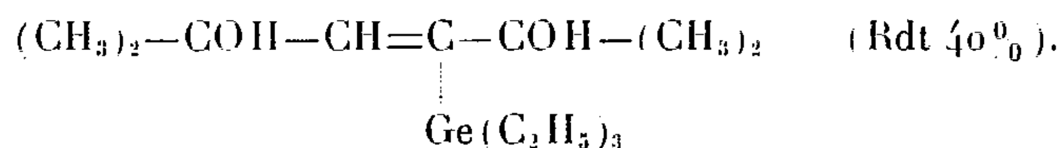


$$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C(CH_3){=}CH_2 \quad (\text{Rdt } 60\,\%).$$

Ce diène a été caractérisé par condensation avec l'anhydride maléique en solution benzénique.

Petrov avait obtenu un rendement quantitatif dans la déshydratation sur $HKSO_4$ d'un alcool isologue du silicium (⁵).

Il faut noter que les trialcoylgermanes s'additionnent également en présence du même catalyseur sur une triple liaison non terminale mais avec de moins bons rendements. Le diméthyl-2.5 hexyne-3 diol-2.5 $(CH_3)_2COH{-}C{\equiv}C{-}COH(CH_3)_2$ donne avec $(C_2H_5)_3GeH$, à 150°, le glycol éthylénique :



$$(CH_3)_2{-}COH{-}CH{=}C(Ge(C_2H_5)_3){-}COH{-}(CH_3)_2 \quad (\text{Rdt } 40\,\%).$$

Nous avons également étudié l'action des di- et monoalcoylgermanes (⁶) sur les dérivés acétyléniques vrais.

Le dibutylgermane s'additionne à 100° à une molécule de phénylacétylène. Le dibutylstyrylgermane $(C_4H_9)_2Ge(H){-}CH{=}CH{-}C_6H_5$ ainsi

formé se condense sur lui-même par chauffage prolongé pour donner, comme dans le cas du stannane isologue ([7]), un polymère qui se présente sous forme d'une huile visqueuse jaune : (Ge % : 25, 0).

L'heptylgermane $C_7H_{15}GeH_3$ fixe à 200° trois molécules d'heptyne-1 pour former un tétraalcoylgermane renfermant trois groupements vinyl substitués. L'heptyl-tri(heptène-1-yl)germanium ainsi obtenu avec un excellent rendement est très stable thermiquement.

Différents types de ces nouveaux composés sont consignés dans le tableau ci-dessous :

				C		H		Ge	
	É (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	calc.	trouv.	calc.	trouv.	calc.	trouv.
$(C_4H_9)_3GeCH{=}CHC_6H_5$	$127/_{0,2}$	$1,514_0$	$1,022_1$	$69,2_0$	$68,9_1$	$9,8_7$	$9,7_5$	$20,9_1$	20,7
$(C_2H_5)_3GeCH{=}CH(CH_2)_3CH_3$	$102/_{10}$	$1,462_3$	$0,965_5$	$59,3_2$	$60,0_2$	$10,7_9$	$10,8_2$	$29,9_0$	29,7
$(C_4H_9)_3GeCH{=}CHGe(C_4H_9)_3$	$150/_{0,2}$	$1,479_8$	$0,995_8$	$60,7_6$	$60,9_8$	$10,9_8$	$10,9_6$	$28,2_5$	28,0
$(C_4H_9)_3GeCH{=}CHCH_2OH$	$105/_{0,2}$	$1,478_0$	$1,008_0$	$59,8_5$	$59,8_5$	$10,7_1$	$10,6_0$	$24,1_2$	$23,9_5$
$(C_4H_9)_3GeCH{=}CHC(OH)(CH_3)_2$	$120/_1$	$1,473_1$	$0,981_1$	$62,0_5$	$62,3_0$	$11,0_0$	$11,0_7$	$22,0_6$	22,1
$(C_4H_9)_3GeCH{=}CH{-}C(CH_3){=}CH_2$	$98/_{0,3}$	$1,482_5$	$0,958_5$	$65,6_4$	$65,0_2$	$11,0_2$	$11,0_3$	23,34	23,1[illegible]
$(CH_3)_2C(OH){-}CH{=}C{-}C(OH)(CH_3)_2$ with $Ge(C_2H_5)_3$ on the central C	$133/_{0,6}$	F 70°	-	$55,4_9$	$55,4_9$	$9,9_8$	$9,7_0$	$23,9_9$	23,8
$(C_7H_{15})Ge(CH{=}CH(CH_2)_4CH_3)_3$	$174/_{0,4}$	$1,479_8$	$0,919_4$	-	-	$11,7_5$	$11,7_0$	$15,6_6$	15,5

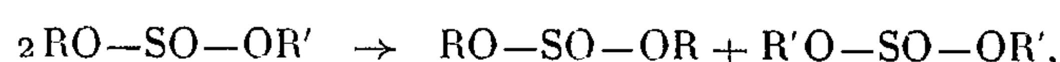
([1]) M. LESBRE et J. SATGE, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 471.
([2]) M. LESBRE et J. SATGE, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 783.
([3]) P. MAZEROLLES et M. LESBRE, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2018.
([4]) P. MAZEROLLES, *Thèse*, Toulouse, 1959, p. 25.
([5]) A. D. PETIOV, *Aufew. Chem.* 70, 1958, n° 16, p. 512.
([6]) J. SATGE, R. MATHIS et M. LESBRE, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 131.
([7]) J. G. NOLTES, *Thèse T. N. O.*, Utrecht, 1958, p. 40.

(Faculté des Sciences, Toulouse.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les sulfites mixtes et leur comportement vis-à-vis du gaz chlorhydrique.* Note (*) de M. **Conrad Libermann**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le gaz chlorhydrique réalise la décomposition des sulfites mixtes organiques, autrefois attribuée à l'action de la chaleur. Certains sulfites sont dismutés en sulfites neutres, d'autres perdent une molécule de gaz sulfureux.

Pour vérifier les résultats de Bourgeois et Van de Casteele ([1]) qui, préparant les sulfites mixtes par l'action des chlorosulfites d'alcoyle sur les alcools, expliquaient leurs faibles rendements par une dismutation,



$$2\,RO-SO-OR' \rightarrow RO-SO-OR + R'O-SO-OR',$$

nous avons tenté de préparer ainsi le *sulfite d'éthyle et de n-butyle.* Après 48 h de contact, nous n'obtenions qu'un mélange, distillant de 28 à 85° sous 4-5 mm sans aucun palier net, quel que fût le mode opératoire. Seule l'utilisation de l'éther comme solvant nous a permis d'isoler une fraction, $É_4$ 46-47°, paraissant correspondre au sulfite cherché, ce qui s'accorde avec les remarques de Caserio ([2]) sur l'inactivité du ClH dans l'éther. Les résultats n'ont pas été meilleurs pour le *sulfite de méthyle et de β-chloroéthyle.* Dans le cas du *sulfite d'éthyle et de β-phényléthyle*, une rectification a permis d'isoler 9,5 % de la quantité théorique de sulfite mixte, $É_4$ 120-126°,5.

Par ailleurs, effectuée en présence de la quantité équimoléculaire de pyridine, selon Carré et D. Libermann ([3]) et Berti ([4]), la même réaction nous donnait aisément les sulfites de *méthyle et benzyle*, $É_{2,5}$ 103-109°, S %, calculé 17,20, trouvé 17,14; *méthyle et β-chloroéthyle*, $É_4$ 73-74°, S %, calculé 20,19, trouvé 20,00; *éthyle et benzyle*, $É_{1,3}$ 97°, S %, calculé 16,00, trouvé 16,06; *éthyle et n-butyle*, $É_2$ 46-49°, S %, calculé 19,28, trouvé 19,33; *éthyle et β-phényléthyle*, $É_{1,5-2}$ 110-116°, S %, calculé 14,95, trouvé 15,06; *n-amyle et allyle*, $É_2$ 73-76°, calculé %, S 16,66; C 50,00; H 8,33; trouvé %, S 16,58; C 49,46; H 8,35; *n-amyle et t-butyle*, $É_{2-3}$ 72-75°, calculé %, S 15,38; C 51,92; H 9,61; trouvé %, S 15,35; C 52,41; H 9,81. Le dosage du soufre était effectué par la méthode pondérale, après saponification et oxydation, selon Price et Berti ([5]), avec lesquels nous sommes d'accord sur les inconvénients de l'iodométrie.

Récemment, Berti ([4]) a réalisé une préparation facile des oléfines en appliquant aux sulfites mixtes la pyrolyse des sulfites neutres découverte par Carré et D. Libermann ([6]). Dulou et Botton ([7]) ont étudié cette méthode sur les sulfites terpéniques mixtes.

Tous les auteurs qui ont eu affaire aux sulfites mixtes ont attribué leur facile dismutation à l'action de la chaleur. Or, les distillations répétées, sous 1 à 2 mm, ne modifient en rien la courbe de distillation du sulfite

d'éthyle et de *n*-butyle et un chauffage de 30 mn à 150° sous 760 mm l'a laissé inaltéré, qu'il fût effectué ou non en présence de 5 % de pyridine. La chaleur n'est donc pas en cause.

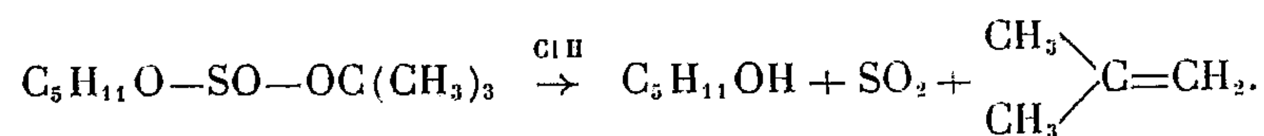
D. Libermann ayant montré l'instabilité du sulfite de cyclohexyle [8] et des sulfites aromatiques [9] en présence de gaz chlorhydrique, celui-ci, produit de la réaction entre chlorosulfites et alcools, aurait pu être le responsable de la dismutation. Nous en avons donc saturé divers sulfites mixtes : il se produisait bien une réaction, qui dépendait de leur constitution. A cet égard, on peut les classer en deux catégories.

Dans la première, nous avons étudié les sulfites *d'éthyle et n-butyle*, *de méthyle et β-chloroéthyle* et *d'éthyle et β-phényléthyle*. Traités par le ClH, ils ne donnent plus, à la distillation sous vide, que 37 à 41 % du sulfite mixte initial. Les autres fractions contiennent jusqu'à 30 % de chacun des deux sulfites neutres correspondants. Dans le cas de tous ces sulfites, dérivant d'alcools aliphatiques ou aromatiques saturés primaires, le ClH a donc bien provoqué la dismutation, simple transestérification catalysée par les protons qu'il fournit.

Les sulfites mixtes de la seconde catégorie se conduisent différemment en présence de ClH et chacun a son comportement particulier. Carré et D. Libermann [3] avaient déjà montré que les alcools tertiaires et les alcools portant un noyau aromatique ou une double liaison en α formaient directement des chlorures d'alcoyle avec le chlorure de thionyle, sans produit intermédiaire décelable. Or, il s'agit précisément des alcools qui, possédant des électrons mobiles, ont tendance à former des ions carbénium particulièrement stables.

1° 15 g de *sulfite de n-amyle et t-butyle* perdent 5,5 g au bout de 20 mn de saturation par le HCl. Un piège à soude disposé sur le trajet des gaz dégagés a absorbé jusqu'à 0,9 mol de SO_2 par molécule de sulfite. Le résidu est exempt de soufre. Après plusieurs heures de contact, on le distille sous pression ordinaire.

Ce sulfite a formé de l'*isobutène* en présence de HCl, comme n'importe quel ester de *t*-butyle en cours d'hydrolyse [10] :

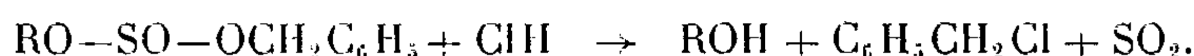


$$C_5H_{11}O{-}SO{-}OC(CH_3)_3 \xrightarrow{ClH} C_5H_{11}OH + SO_2 + \begin{matrix} CH_3 \\ CH_3 \end{matrix}\!\!>C{=}CH_2.$$

L'isobutène formé est recueilli dans un absorbeur à brome, où il se transforme en *dibromo*-1.2 *méthyl*-2 *propane*, calculé %, C 22,22; H 3,70; trouvé %, C 21,16; H 3,78. Sous l'action de la potasse alcoolique, ce corps libère un atome de brome sur deux [11], qu'on dose par argentimétrie, Br %, calculé 37,04; trouvé 38,97. La distillation des produits de saturation a donné effectivement 4 g d'*alcool n-amylique*, É 135°. (*Phényluréthanne* F 43°, calculé %, C 69,56; H 8,21; trouvé %, C 69,93; H 8,54.)

Quelques réactions secondaires forment de petites quantités de dérivés chlorés.

2° La saturation par le HCl du *sulfite de benzyle et d'éthyle* le décompose également. La soude recueille 60 à 80 % du SO_2 théorique. La distillation donne 60 % environ de la quantité théorique de *chlorure de benzyle*, liquide lacrymogène, É 173-175°, Cl %, calculé 28,06; trouvé 27,37. La réaction principale serait donc



$$RO-SO-OCH_2C_6H_5 + ClH \rightarrow ROH + C_6H_5CH_2Cl + SO_2.$$

3° La réaction du *sulfite de n-amyle et d'allyle* est plus complexe. La soude ne recueille que 6 à 8,5 % du SO_2 théorique. La distillation fournit 20 % de la quantité théorique d'une fraction, $É_{14}$ 124-135°, dans laquelle on reconnaît le *sulfite neutre de n-amyle*, S %, calculé 14,41; trouvé 14,52. D'autre part, un absorbeur à brome fournit du *chloro*-3 *dibromo*-1.2 *propane*, É 194° [Oppenheim, É 194-197° (12)], halogènes % : calculé 82,66; trouvé 80,80, dont la présence démontre celle du *chlorure d'allyle*.

La réaction principale serait donc une dismutation. Mais il se produit également, dans une mesure bien moindre, une décomposition avec départ de SO_2 affectant soit le sulfite mixte lui-même, soit les sulfites neutres formés par dismutation. Des deux sulfites neutres elle affecterait surtout le moins stable : le sulfite d'allyle.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Bull. Soc. Chim. de Belgique*, 36, 1927, p. 149.
(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4182.
(3) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 53, 1933, p. 1050.
(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1213.
(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1207.
(6) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1, 1934, p. 1248.
(7) *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 1337.
(8) *Nature* (London), 160, 1947, p. 903.
(9) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 18, 1951, p. 141 C.
(10) ALEXANDER, *Ionic organic reactions*, New York, 1950, p. 105.
(11) BUTLEROW, *Z. Chem.*, 1870, p. 524.
(12) *Lieb. Ann.*, « Supplément 6 », 1868, p. 373.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'oxydation du ter-butyl-2 indole par l'acide perphtalique.* Note (*) de Mlle **Marie-Andrée Colle** et M. **Serge David**, transmise par M. Raymond Cornubert.

On a montré auparavant [1] que cette oxydation conduisait à un mélange d'acide N-pivalyl anthranilique et de « composé I » $C_{12}H_{15}NO_2$, F 195°, jaune. Ce dernier s'isomérise dans la potasse à 10 % en composé III, F 225-227°, incolore.

Nous préparons directement le « composé III » par traitement alcalin de la fraction neutre de l'oxydation avec un rendement de 61 % ($C_{12}H_{15}NO_2$, calculé %, C 70,22; H 7,37; N 6,82; trouvé %, C 70,10; H 7,29; N 6,80). Nous avons pu également obtenir *le même composé* par action du magnésien du chlorure de butyle tertiaire sur l'isatine avec un rendement de 18 % par rapport à l'isatine. Les deux composés à comparer et leur mélange se comportent identiquement lorsqu'on les chauffe sur la platine d'un microscope. Les cristaux ont même aspect, soit après cristallisation dans le chloroforme (aiguilles), soit après précipitation par l'eau d'une solution méthanolique (tablettes rectangulaires), et les spectres infrarouge et ultraviolet (λ_{max}, 249 mμ; log ε, 3,75 et λ_{max} 288 mμ; log ε, 3,1) sont indiscernables. Par analogie avec la réaction connue d'autres magnésiens, nous considérons que la condensation du magnésien du chlorure de butyle tertiaire a conduit au ter-butyl-3 dioxindole (III) ($C_{12}H_{15}NO_2$, calculé %, C 70,22; H 7,37; trouvé %, C 69,98; H 7,05) et nous interprétons l'absence de bande OH longitudinale vers 3 600 cm^{-1} dans le spectre infrarouge du cristal par des liaisons hydrogène.

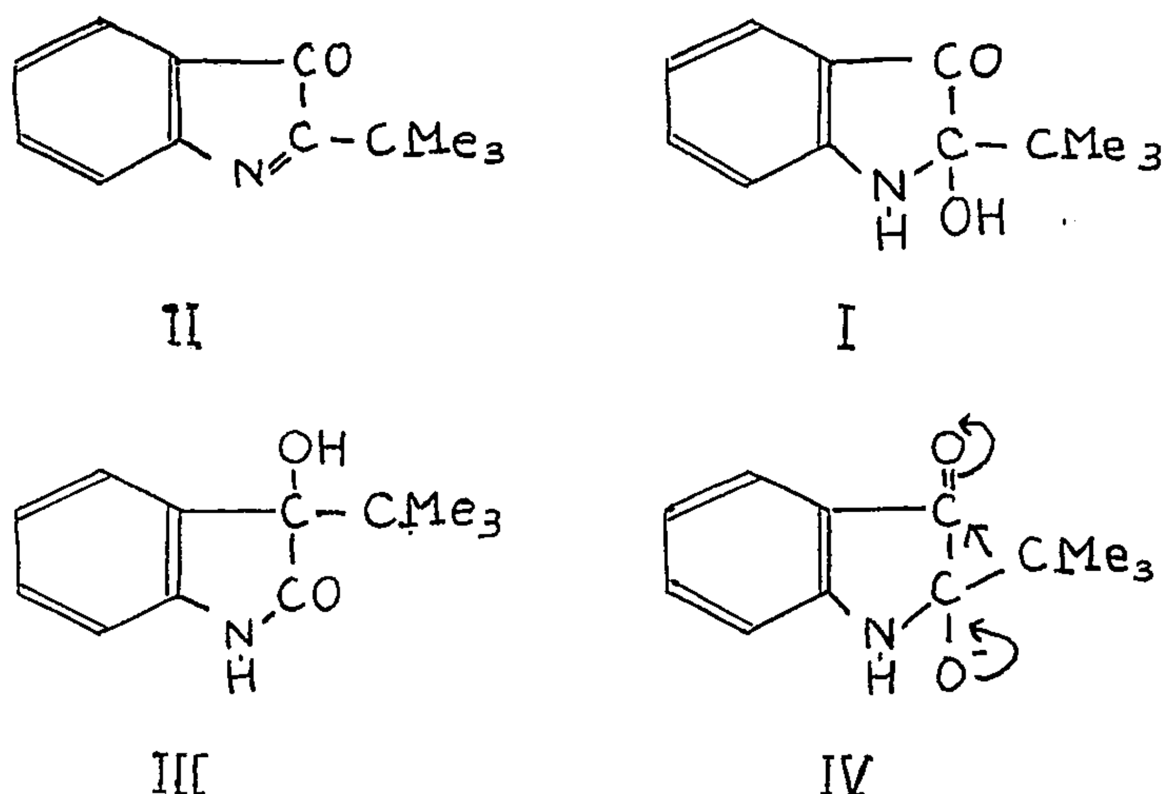
La formation rapide, à froid, de l'acide N-pivalyl anthranilique dans l'oxydation du ter-butyl-2 indole peut s'expliquer, dans le cadre de la théorie générale de Witkop, par addition de perphtalate sur C_2 d'une ter-butyl-2 indolénone intermédiaire (II). Il nous semble probable que le « composé I » se forme par hydratation du même intermédiaire et possède la structure (I). Le spectre ultraviolet du « composé I » (λ_{max}, 303 mμ; log ε, 3,55 et λ_{max} 380 mμ; log ε, 3,0) est voisin de celui des indoxyles. Dans le spectre infrarouge des cristaux, en suspension dans le Nujol, il n'y a pas de bande OH vers 3 600 cm^{-1}, comme dans le cas du « composé III » et probablement pour la même raison. La transposition (I) → (III), résultat des déplacements électroniques (IV), a déjà été observée dans le cas de deux analogues structuraux de (I) dans les mêmes conditions :

a. l'indoxanthate d'éthyle se transpose en milieu alcalin en carbéthoxy-3 dioxindole [2];

b. la phényl-2 indolénone (préparée par une méthode toute différente) se transpose en milieu alcalin en phényl-3 dioxindole [3]. Il semble évident

qu'il y a dans ce cas une hydratation préalable pour donner l'analogue de (I).

Par réduction dans l'éther, au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium, du « composé III » obtenu à partir du ter-butyl-2 indole, nous l'avons converti avec un rendement de 39 % en un composé cristallisé, F 67°, dont la composition s'accorde avec la formule $C_{12}H_{15}N$ (calculé %, C 83,23; H 8,67; N 8,09; trouvé %, C 83,37; H 8,81; N 8,32). Il donne lentement une réaction positive avec le réactif d'Ehrlich et son spectre



ultraviolet (λ_{max}, 282 mμ; ε, 7 840 et λ_{max} 224 mμ; ε, 33 000) est très voisin de celui du *n*-propyl-3 indole (λ_{max}, 223 mμ; ε, 33 800; λ_{max} 282 mμ; ε, 5 900; λ_{max}, 290 mμ; ε, 5 000) ([4]). Nous pensons qu'il s'agit du ter-butyl-3 indole encore inconnu. On a déjà signalé une réduction analogue du dioxindole proprement dit et du N-méthyl dioxindole ([5]).

Pour cycliser la phénylhydrazone de la pinacolone en ter-butyl-2 indole, nous avons trouvé que l'acide polyphosphorique remplaçait avantageusement le chlorure de zinc ([6]).

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) S. DAVID et J. MONNIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 1333.

([2]) A. BAEYER, *Ber.*, 15, 1882, p. 775; L. KALB, *Ber.*, 44, 1911, p. 1455.

([3]) L. KALB et J. BAYER, *Ber.*, 45, 1912, p. 2150.

([4]) J. B. BROWN, H. B. HENBEST et E. R. H. JONES, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 3172.

([5]) P. L. JULIAN et H. C. PRINTY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 3206.

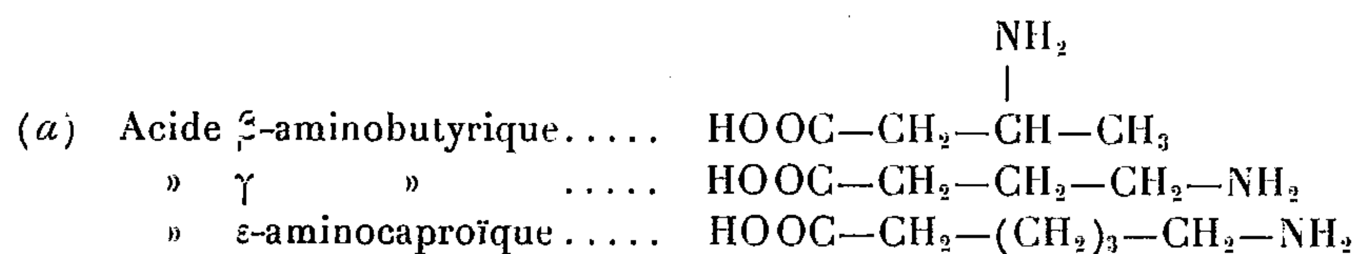
([6]) H. M. KISSMAN, D. W. FARNSWORTH et B. WITKOP, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 3948.

MINÉRALOGIE. — *Étude des complexes d'adsorption formés entre la montmorillonite-H et certains acides aminés. Isothermes d'adsorption à* pH 2 *et à* 20° C. Note (*) de Mme **Odette Sieskind**, présentée par M. Jean Wyart.

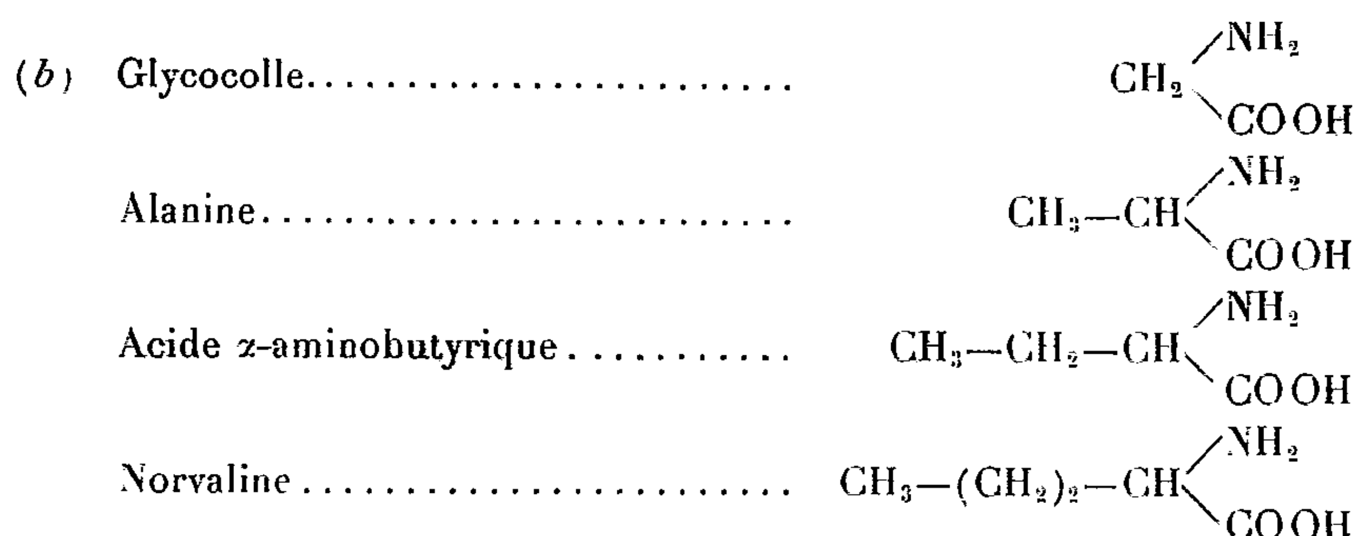
L'adsorption d'un acide aminé HOOC—R—NH_2 par la montmorillonite-H dépend de nombreux paramètres, en particulier du pH, de la concentration et de la nature de l'acide aminé ainsi que de la température.

Nous avons montré précédemment [1] que l'adsorption d'un acide aminé est d'autant plus importante que le milieu est plus acide; elle est maximale vers pH 2. C'est sous forme de cation $[HOOC—R—NH_3]^+$ que le produit organique est fixé sur l'argile.

Les isothermes d'adsorption permettent de déterminer la quantité maximale d'acide aminé susceptible d'être fixée par l'argile à température et pH constants. Nous les avons établies à pH 2 et à 20° C pour les composés suivants :



Tous ces acides aminés ont leurs groupements fonctionnels séparés par deux atomes de carbone au moins.



Les acides aminés de ce groupe ont tous leurs groupements —NH_2 et —COOH greffés sur le même atome de carbone (position α). Le mode opératoire suivant a été utilisé dans tous les cas :

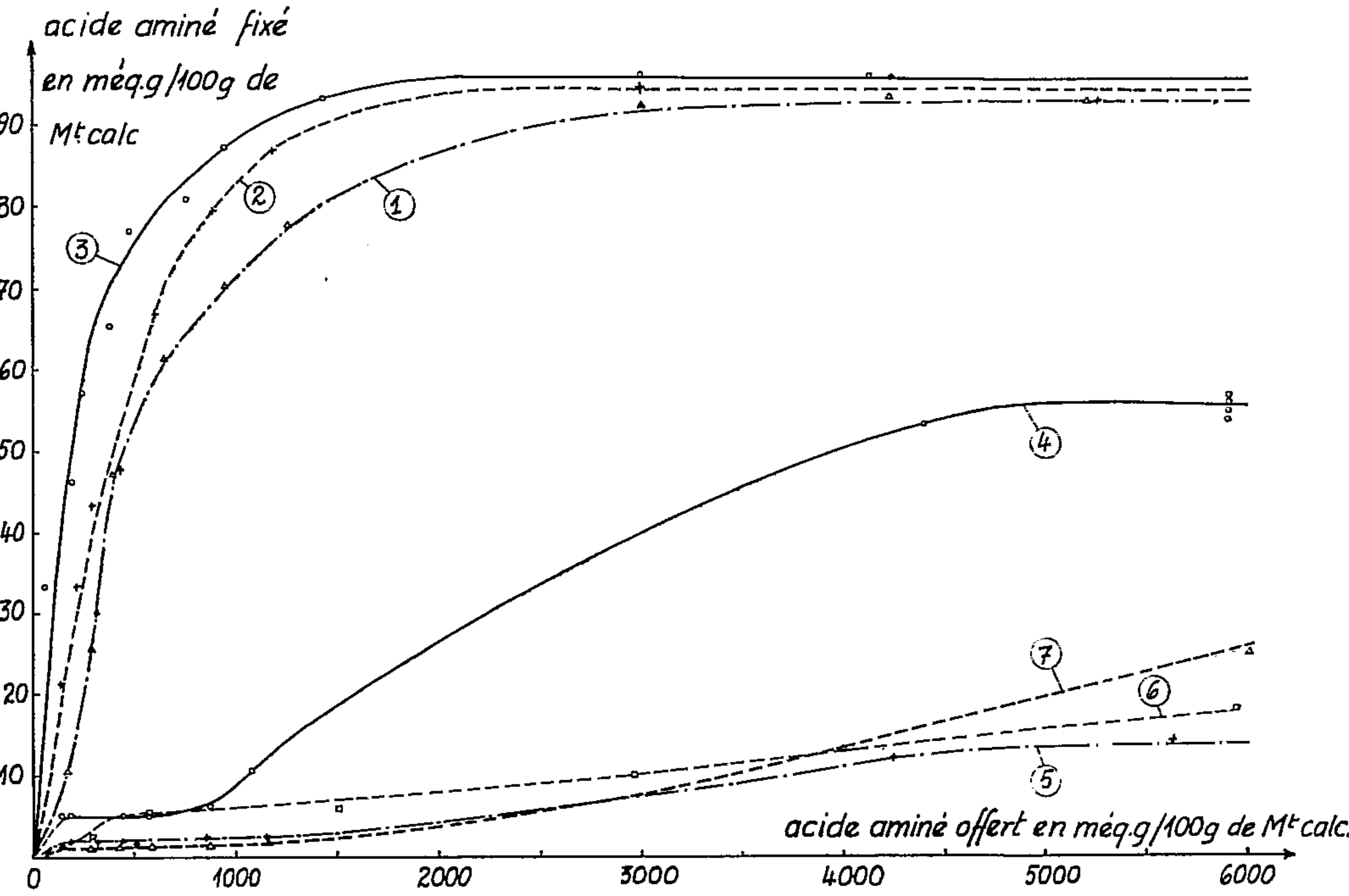
0,2 g de montmorillonite-H pulvérulente, préparée par électrodialyse, sont mis en suspension pendant 20 h dans 20 ml d'une solution d'acide aminé de concentration variable dont le pH est ajusté à 2 au moyen d'acide chlorydrique. Par un microdosage suivant la technique de Kjeldahl on détermine la teneur en azote de l'argile, après l'avoir séparée par centrifugation, lavée et séchée à 60° C.

Pour chaque composé étudié on trace l'isotherme en portant en abscisse la quantité d'acide aminé offerte, celle adsorbée par la montmorillonite

en ordonnée; ces quantités sont exprimées en milliéquivalents-grammes d'acide aminé par 100 g d'argile calcinée à 1000° C (*fig.* 1).

Ces isothermes peuvent être classées en deux catégories :

a. Celles qui tendent rapidement vers une asymptote d'ordonnée 90, valeur égale à la capacité d'échange de cation de la montmorillonite.



Elles représentent le comportement des acides aminés ayant leurs groupements —NH_2 et —COOH, soit aux extrémités de la chaîne carbonée, soit séparés par deux atomes de carbone au moins; la constante de dissociation basique K_b de ces composés est toujours supérieure à 3.10^{-11}.

Acides aminés.	Constante de dissociation basique K_b.	Acide aminé ads. pour 100 g Mt. calc. pour 6.10^3 méquiv-g offerts (méquiv-g).	Isothermes (*fig.* 1) n°
Acide β-aminobutyrique	3.10^{-11}	90	1
» γ »	5.10^{-11}	90	2
» ε-aminocaproïque	2.10^{-12}	90	3

b. Les isothermes qui n'atteignent pas de limite dans le domaine des concentrations utilisées.

Elles correspondent à l'adsorption de tous les acides α aminés; leurs constantes de dissociation basique sont comparables et de l'ordre de 10^{-12}.

Nous avons vérifié dans le cas de l'alanine que la quantité d'acide α aminé adsorbé est toujours inférieure à la capacité d'échange de cation de l'argile quelle que soit la concentration utilisée. La montmorillonite

n'adsorbe que 47 ± 3 méquiv-g d'alanine quand on la met en contact avec une solution saturée (20.10^3 méquiv-g offerts). On ne retrouve donc pas une adsorption massive telle qu'elle a été signalée par d'autres auteurs (2) qui déterminent la quantité d'acide aminé adsorbé par différence entre les concentrations des solutions avant et après contact avec l'argile; pour des concentrations aussi élevées les erreurs expérimentales deviennent importantes et risquent de masquer le phénomène d'adsorption.

Acides aminés.	K_b.	Acide aminé ads. pour 100 g Mt. calc. pour 6.10^3 méquiv-g offerts (méquiv-g).	Isothermes (*fig.* 1) n°
Glycocolle	2.10^{-12}	60	4
Alanine	2,5 »	15	5
Acide α-aminobutyrique	3 »	20	6
Norvaline	2,3 »	25	7

En résumé, l'adsorption des acides aminés à pH 2 par la montmorillonite est régie par la constante de dissociation basique (K_b) de ces composés. Seuls ceux dont $K_b > 3.10^{-11}$ sont facilement adsorbés et peuvent saturer la capacité d'échange de base. Les acides α aminés dont les K_b sont tous très voisins et beaucoup plus faibles, se fixent mal sur l'argile et la quantité adsorbée croît avec le poids moléculaire du corps organique. Toutefois le comportement du glycocolle ne suit pas cette règle, il se fixe beaucoup mieux que ses homologues supérieurs.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) O. Sieskind et R. Wey, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1652.

(2) A. D. Mac Laren, G. H. Peterson et I. Barshad, *Soil Science Proceedings*, 22, n° 3, 1958, p. 239.

GÉOLOGIE. — *Sur la stratigraphie du Jurassique des environs de Malaga (Espagne).* Note de M. **Jacques Azéma**, présentée par M. Paul Fallot.

Dans le cadre d'une étude géologique de la région comprise entre Malaga et Velez Malaga, j'ai abordé l'étude des terrains secondaires reposant sur le Primaire schisteux (Dévono-Dinantien) du « Bétique » de Malaga.

Celui-ci est surmonté de Permo-Trias, composé essentiellement de grès et argilites rouge violacé, auquel fait suite une série dolomitique et calcaire, puissante d'une centaine de mètres au maximum. La partie supérieure de cette série carbonatée appartient [1] à divers termes du Crétacé et de l'Éocène, ce dernier connu depuis le siècle dernier.

Mais l'essentiel de la série dolomitique et calcaire appartient au Jurassique, comme M. Bertrand et W. Kilian [2] le soupçonnèrent lors de la « Mission d'Andalousie » et contrairement à l'opinion de M. Blumenthal [3] qui considéra l'ensemble comme éocène.

Je montrerai, ailleurs, que la complexité structurale de cette série sédimentaire est très grande : des laminages et des écaillages en empêchent l'analyse stratigraphique précise.

La succession stratigraphique synthétique ci-après n'est donc qu'indicative : elle se base principalement sur les coupes du Cortijo de Cantal [1] et du Cerro de San Anton.

Nous trouvons de bas en haut, au-dessus du Permo-Trias :

1. Dolomies massives noirâtres (observées à Rincon de la Victoria).....	20 à 25 m
2. Dolomies grises dont la base, localement, comporte des alternances de marnes et de minces lits dolomitiques, et dont le sommet est massif	10 à 15 m
3. Calcaires argileux en petits bancs jaunes et roses, riches en minuscules quartz anguleux, avec horizon d'oolithes ferrugineuses......	10 à 20 m max.
4. Calcaires compacts blancs, oolithiques ou pseudo-oolithiques.......	jusqu'à 30 m
5. Calcaires bréchiques de couleur crème (quelques mètres).	
6. Calcaires à grain généralement fin, grisâtres, roses ou verdâtres, avec traces de remaniements probablement sous-marins (de l'ordre d'une dizaine de mètres de puissance).	

Au-dessus, viennent de minces niveaux calcaires et glauconieux, où j'ai pu caractériser en particulier le Berriasien à *Calpionella alpina*, *Tintinnopsella cadischiana*, etc., l'Albien à *Biticinella* cf. *breggiensis*, et le Sénonien à *Globotruncana fornicata*, *Gl. paraventricosa*, etc.

On peut interpréter comme suit cette série :

— les dolomies 1 et 2, dont les rapports relatifs restent inconnus, n'ont pu être datées. J'admettrais volontiers que 1 appartient au Trias et 2 au Lias inférieur; la base de ce dernier présentant en effet le faciès classique du Rhétien méditerranéen;

— les calcaires 3 montrent, en lames minces, des fragments d'Échinodermes et de Mollusques, quelques Foraminifères (*Lenticulina*) et Arénacés, et de probables Algues Chlorophycées (*Globochæte* sp.).

En un point situé à l'Ouest du San Anton, ces calcaires présentent des traces incontestables de remaniements sédimentaires : des blocs fossilifères, de l'ordre de 0,5 m^3, de ce calcaire jaune ou rosé sont englobés dans un ciment absolument identique mais sans fossiles. L'un de ces blocs a livré la faune suivante, que le Chanoine G. Dubar a déterminée. Elle montre un mélange de formes appartenant à divers horizons du Domérien et peut-être de l'extrême base du Toarcien (les représentants de chaque espèce sont toujours en petit nombre).

DOMÉRIEN INFÉRIEUR : *Protogrammoceras* cf. *pseudo-fieldingi* Fuc., *Pr.* aff. *isseli* Fuc., *Grammoceras fieldingi* Reynes, *Fuciniceras portisi* Fuc.

DOMÉRIEN MOYEN : *Reynesoceras ragazzoni* Bett., *Arieticeras meneghinianum* Haas, *Ar. micrasterias* Mgh, *Ar.* cf. *algovianum* Oppel, *Ar.* sp., *Protogrammoceras* (*Agutarpites*) sp.

DOMÉRIEN SUPÉRIEUR : *Naxensiceras timæi* Gemm., *N. naxense* Gemm., *Pleuroceras* sp. (aff. *solitarium* Simpson), *Lioceratoides* sp., *Emaciaticeras fervidum* Fuc.

TOARCIEN INFÉRIEUR ? : *Dactyloceras* sp.

En outre, diverses formes de répartition moins précise ont été récoltées : *Cœloceras* sp., *Pseudolioceras* sp. *Hildoceras sulcatum* Fuc., *Belemnites* sp., *Nautilus* sp., *Pecten hehli* d'Orb., *Rhynchonella* cf. *lubrica* Uhl., *Rh. zitteli* Gemm., *Rh. discoidalis* Parona, *Terebratula spheroidalis* Gemm., *Terebratula* cf. *de lorenzi* Böse, *Spiriferina apenninica* Canav.

Il résulte de cette liste que, dans un bloc fossilifère dont l'épaisseur totale ne dépasse pas 1 m, il y a une condensation extrême du Domérien tout entier et peut-être du Toarcien inférieur.

Une série analogue, montrant de la même façon des couches rougeâtres à la base de calcaires oolithiques, a été mise en évidence, lors d'une course en compagnie de M. Y. Peyre, à Comares, localité située à 30 km au Nord-Est de Malaga. Malheureusement, le mauvais état de conservation des échantillons qui, ici, présentent une patine brun rouge, n'a pas permis à M. G. Dubar d'établir s'il s'agissait du même niveau.

De plus, N. et Y. Peyre ont noté à la Sierra Espuña, à l'Ouest de Murcie ([4]), des particularités semblables.

— *Les calcaires oolithiques et pseudo-oolithiques* du niveau 4 ci-dessus ont seulement montré, au microscope, les mêmes débris organiques que les calcaires argileux 3 : des fragments d'Algues (Solénopores, etc.).

L'extrême sommet de la formation montre d'abondants *Globochæte alpina* (s. s.).

— *Les calcaires bréchiques de couleur crème* à grain fin (niveau 5) sont riches en « filaments » de calcite, considérés par Y. Peyre ([5]) comme des

sections de petits Lamellibranches et dont on sait l'abondance particulière au Dogger et à la base du Malm.

— *Les calcaires fins* (niveau 6) comportent des microfaunes de divers étages. Certains horizons, glauconieux et graveleux, sont riches en *Globochæte alpina*, en Crinoïdes et en *Saccocomidæ* (Kimmeridgien probable).

D'autres, parfois aussi glauconieux, le sont en : *Calpionella alpina*, *Stenosemellopsis hispanica*, très rares *Tintinnopsella carpathica* (limite Tithonique-Berriasien).

Ces calcaires représentent donc une partie, si ce n'est la totalité, du Malm moyen et supérieur.

Conclusion. — Les abords orientaux de Malaga révèlent ainsi une importante série jurassique jusqu'à présent inconnue ou à peine soupçonnée. Malgré son épaisseur relativement réduite, les faciès en sont assez divers. Les étages suivants ont été caractérisés :

Domérien-Toarcien inférieur, Dogger ou Malm inférieur, Malm supérieur infra-tithonique, limite Tithonique-Berriasien.

La plupart de ces étages ont des caractères relativement néritiques. Nous noterons à certains niveaux de fins apports détritiques (quartz) et, ailleurs, des produits de néogénèse impliquant des eaux agitées et peu profondes (glauconie, oolithes ferrugineuses).

Ainsi, comme au Crétacé ([1]), il y a dans les environs de Malaga une sédimentation de type « géanticlinal » dont on retrouve la trace dans l'ensemble des affleurements actuellement rapportés au « Bétique » de Malaga, depuis cette localité jusqu'aux abords de Murcie (Sierra Espuña).

([1]) J. Azéma, M. Durand Delga et Y. Peyre, *Bol. Inst. geol. y min. de España* (sous presse).

([2]) M. Bertrand et W. Kilian, *Mém. Acad. Sc.*, 30, n° 2, Paris, 1889.

([3]) M. Blumenthal, *Ecl. Geol. Helv.*, 23, 1930, p. 41-293.

([4]) N. et Y. Peyre, *Bol. Inst. geol. y min. de España* (sous presse).

([5]) Y. Peyre, *Rev. Micropaléont.*, 2, 1959, p. 80-87.

GÉOLOGIE. — *La série métamorphique du synclinal de Sarras et ses rapports avec le granite des Cévennes septentrionales, à l'Ouest de Tournon (Ardèche).* Note (*) de M. **Maurice Chenevoy**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le synclinal de Sarras est entièrement constitué de termes très métamorphiques (gneiss des zones Z_2 et Z_1) reposant sur un socle migmatique. Le lambeau « épimétamorphique » de Saint-Barthélemy est, en réalité, fait de certains de ces termes puissamment laminés durant la mise en place du granite des Cévennes méridionales, qui pourrait représenter une reviviscence du vieux socle cristallin au même titre que celui de Guéret.

L'étude de l'albitisation [1] des métamorphites dans l'Est du Massif Central, en bordure du Rhône, m'a conduit à examiner les divers lambeaux [2] de « schistes quartzosériciteux et chloritoschistes » mentionnés sur la carte géologique au 80 000e entre Andance au Nord et le granite de Tournon au Sud [3]. Ces lambeaux, au nombre de 5 (Sarras, Sécheras, Saint Barthélémy, Plats, Alboussières), ont les caractéristiques suivantes :

A l'Ouest de *Sarras* affleurent des gneiss à deux micas reposant à l'Est en concordance sur un substratum de migmatites. A l'Ouest et à hauteur de Sarras, ils sont surmontés, également en concordance, par un granite à biotite et nodules de cordiérite, lité; ce litage correspond à celui des gneiss et de nombreux septas de ces derniers le soulignent; le contact est toutefois localement mylonitique. L'ensemble est incliné de 45 à 70° vers le Nord-Ouest. Plus au Sud, à hauteur d'Eclassan, le granite n'est plus lité, mais simplement orienté très régulièrement.

Le lambeau de *Sécheras* a la même constitution. A l'Est cependant, les gneiss à deux micas sont séparés du substrat migmatique par une mince frange de gneiss à sillimanite.

Le lambeau de *Saint-Barthélémy* est d'une nature toute différente. Il s'agit là d'une puissante série de roches massives alternativement claires et sombres, souvent finement stratifiées, dont l'aspect le plus marquant est le laminage extrême. Elle affleure au Nord-Est de Saint-Barthélémy, en croissant concave vers ce village, avec une puissance maximale de l'ordre de 500 m. Régulièrement inclinée à 45° vers l'Est-Nord-Est, elle s'appuie à l'occident en concordance sur le granite à biotite de Saint-Barthélémy dont la sépare une mince frange de gneiss à sillimanite étirés; à l'Est, elle se limite à une zone intimement plissée qui correspond à une brusque conversion des pendages : à partir de là, en effet, les couches s'inclinent régulièrement vers l'Ouest-Sud-Ouest en même temps que leur lithologie change; gneiss à deux micas coupés de niveaux amphiboliques ou leptyniques d'aspect localement migmatique se développent en effet largement, recouvrant des gneiss profonds à biotite et sillimanite (gneiss de Bonnevie).

Sur le plan pétrographique, plusieurs termes peuvent être distingués dans cette série :

— des *gneiss porphyroclastiques acides*, dont les grands cristaux laminés, fracturés, de muscovite et d'oligoclase baignent dans une fine pâte fluidale de quartz et de biotite, elle-même cataclastique. Le microcline se développe localement en phénoblastes bordés de myrmékite, cimentant les porphyroclastes plagioclasiques;

— des *gneiss porphyroclastiques basiques*, à biotite abondante, déformée, émiettée mais fraiche. Les gros cristaux d'oligoclase basique, ovalaires, montrent de larges fissures ouvertes de distension remplies par la fine pâte quartzo-biotitique;

— des niveaux subordonnés de *gneiss à hornblende* et andésine, ces éléments cassés et baignant dans la même pâte; des lits de gneiss à grenats fragmentés, dont les débris s'égrènent suivant la schistosité, d'autres à sillimanite, trémolite; certains enfin à grandes baguettes d'*andalousite* tardive, non déformée, qui enclave le quartz étiré.

En bref, les différents termes pétrographiques de la série ont comme caractéristiques communes :

— la fracturation, parfois même la dislocation et l'émiettement des gros cristaux de plagioclases, micas, hornblende, grenat, déformations qui ne s'accompagnent d'aucune altération;

— la présence d'une fine pâte faite de quartz étiré et de biotite en lamelles tordues, déchiquetées mais toujours fraîches. Cette pâte, dominante ou non, cloisonne et cicatrise les porphyroclastes;

— l'existence de minéraux non déformés, épars, dont certains enclavent des éléments étirés : biotite, tourmaline dans des poches quartzeuses, andalousite.

Remarquons encore que les gneiss à biotite-sillimanite intercalés entre la série laminée et le granite de Saint-Barthélémy, du type de ceux de Bonnevie, passent transitionnellement aux gneiss porphyroclastiques basiques par accentuation des phénomènes de déformation; il s'y développe des biotites non orientées et des noyaux de cordiérite. La limite gneiss à sillimanite-granite est floue, ce dernier acquérant progressivement d'Ouest en Est une schistosité concordante en même temps que les septas gneissiques s'y multiplient. Au-delà de la zone broyée limitant à l'Est la série laminée, les métamorphites contiennent les divers éléments qu'on retrouve à l'état de porphyroclastes dans cette série. Enfin, une traînée mylonitique à structure de brèche, ou tous les minéraux sont altérés, se voit au sein des assises laminées, concordante avec la schistosité de l'ensemble.

Le lambeau de Saint-Barthélémy tire ainsi son origine de l'intense déformation d'un ensemble complexe de schistes cristallins (gneiss à deux micas, amphibolites, gneiss à sillimanite) dans des conditions physiques correspondant au domaine de stabilité de la biotite. Des minéraux de néoformation sont apparus pendant et après ce laminage (biotite, andalousite), dus à une action de contact du granite voisin de Saint-Barthélémy dont la mise en place paraît ainsi à la fois syntectonique et tardive par rapport à l'édification de la série cristallophyllienne.

Le lambeau d'*Alboussières* a la forme d'une longue cuvette synclinale de direction Nord-Sud, symétrique, dont le cœur est fait de gneiss à deux micas reposant à l'Est comme à l'Ouest sur des gneiss grenus à biotite-sillimanite. Ces derniers prennent rapidement avec la profondeur un aspect migmatique, et passent transitionnellement à l'Ouest au granite à biotite

type Saint-Barthélémy. A l'Est, cet ensemble lithologique est recoupé obliquement par le granite de Tournon.

Le lambeau des *Plats* se situe en dehors du synclinal de Sarras. Il se réduit à une mince bande micaschisteuse mylonitique, redressée à la verticale en bordure du granite de Tournon.

De cet ensemble d'observations, on doit tirer les conclusions suivantes :

— Il n'existe dans le synclinal de Sarras aucun terme épimétamorphique, tel que séricitoschistes, chloritoschistes, etc., comparables aux schistes du Vigan. Les schistes cristallins qui le composent sont au contraire « profonds », se classant dans les zones de gneiss supérieurs et inférieurs de Jung et Roques, et en disposition tectonique normale.

— La base de cette série est, à l'Est comme à l'Ouest de l'axe synclinal, intimement et progressivement granitisée, ceci lorsque le synclinal est largement ouvert et symétrique; le granite qui se différencie alors est à grain moyen, riche en biotite, parfois prophyroïde ou à cordiérite. Localement toutefois ce granite monte dans la série, intrusif alors et subconcordant; sans perdre ses caractéristiques pétrographiques, il s'oriente sur ses bordures ou même devient lité; sa mise en place apparaît contemporaine — et est peut être à l'origine — de déformations tectoniques, qui se traduisent par un relèvement et un puissant laminage des couches gneissiques durant sa cristallisation et à son contact, suivis d'un dernier épisode de fracturation.

— Ces derniers faits suggèrent une édification tardive du granite des Cévennes septentrionales par rapport à celle de la série cristallophyllienne. Or ce granite n'est pas sans rappeler celui de Guéret, à l'autre extrémité du Massif Central, dont on sait la large postériorité par rapport au substrat métamorphique (4); l'hypothèse d'une reviviscence du vieux socle migmatique ne peut être ici écartée.

(*) Séance du 14 mars 1960.
(1) M. CHENEVOY, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1365.
(2) A. DEMAY, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 628.
(3) A. DEMAY, *Feuilles Saint-Étienne et Valence*, 2e éd.
(4) M. CHENEVOY, *Mémoire Expl. Carte géologique*, 1958.

(*Laboratoire de Géologie appliquée, Faculté des Sciences, Lyon.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Sur les rapports de l'oligiste et de la sidérose dans l'hématite de Saint-Rémy (Calvados).* Note (*) de M. **Georges Courty**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le minerai de fer de Saint-Rémy, à structure oolithique, comprend, entre deux épisodes à caractère réducteur, un niveau oxydé; parce que le constituant essentiel du ciment comme des enveloppes est l'oligiste, que la sidérose ne revêt qu'une importance secondaire et que le rôle de la chlorite, extrêmement clairsemée, est quasi négligeable, ce niveau oxydé a reçu le nom d'hématite. Les enveloppes montrent, en section polie, une zonalité marquée : selon certaines ellipses concentriques, l'oligiste a cristallisé plus largement et des auréoles brillantes se détachent sur le reste de l'enveloppe. La plupart décrivent la totalité d'une ellipse, les autres se fragmentant, sur des secteurs assez restreints, en écailles discontinues, interrompues par des espaces plus sombres, comparables à ceux qui s'intercalent entre les auréoles. Celles-ci sont d'autant plus fréquentes, d'autant plus épaisses et d'autant plus complètes, qu'on se rapproche de la périphérie de l'enveloppe.

L'épaisseur des auréoles varie régulièrement avec les secteurs de l'ellipse : elle atteint un maximum selon le grand axe et un minimum selon le petit, avec toutes les valeurs intermédiaires. On observe souvent, dans les secteurs voisins du petit axe, une coalescence progressive des auréoles les plus épaisses, situées à la périphérie, et, dans les parties « impressionnées » ou les invaginations, un amincissement et un étirement des zones concentriques, tandis qu'on assiste à leur épaississement dans les replis convexes qui affectent parfois les enveloppes. Tout ceci est le résultat de la compaction qui s'effectue pendant la diagénèse.

Certaines enveloppes renferment aussi de la sidérose en auréoles grossières dont l'extension se limite à une portion restreinte d'ellipse qui souvent n'en atteint pas le quart. En épaisseur, ces auréoles correspondent à un certain nombre de zones successives d'oligiste; comme ce nombre, à mesure que chacune décrit une portion d'ellipse, est toujours variable, leurs contours présentent, dans le détail, une grande irrégularité qui contraste avec la parfaite régularité qu'offrent les contours des auréoles d'oxyde et souvent leur épaisseur s'annule de façon brutale. Ainsi l'apparence de zonalité elliptique, que semble revêtir la sidérose, dans sa répartition au sein des enveloppes, est-elle fort grossière. Parfois il s'agit presque de simples veinules dont chacune se place successivement sur des ellipses différentes et qui, par là, sont quasi indépendantes de la zonalité. Souvent, lorsque plusieurs auréoles se situent sur des ellipses assez rapprochées, elles finissent par fusionner en certains endroits; il est alors fréquent que la coalescence de chacune avec celle qui lui est immédiatement voisine,

selon la succession concentrique de l'enveloppe, s'étende sur plusieurs auréoles à la fois; il se forme ainsi une grande plage de sidérose à contours très capricieux où la zonalité, oblitérée, ne se manifeste plus que par l'extension inégale des diverses auréoles ou bien encore par la présence fréquente de séries elliptiques et discontinues de filets d'oligiste. La structure affectée ici par la sidérose montre que sa présence au sein des enveloppes est le résultat d'un phénomène de remplacement.

Dans beaucoup d'enveloppes qui renferment de la sidérose, on observe plusieurs auréoles et leur distribution y est souvent remarquable. Il est, en effet, assez fréquent qu'elles se groupent dans deux secteurs dont la bissectrice présente une direction assez voisine du grand axe. Quand l'amincissement des assises corticales, dans les régions avoisinant le petit axe, est beaucoup moins marqué d'un côté que de l'autre, une ou plusieurs auréoles souvent y apparaissent et il en est de même lorsqu'un repli secondaire provoque leur épaississement. Une telle distribution dans les secteurs de l'enveloppe qui ont subi le minimum de tension, c'est-à-dire, en somme, dans les secteurs en détente, indique que le remplacement en sidérose s'est effectué à la faveur de la compaction. Les fluides interstitiels renfermant du gaz carbonique dissous et présentant le caractère réducteur que leur confère le milieu de la diagénèse, pouvaient, grâce à une circulation plus facile, y opérer des transformations chimiques qui n'auraient pu se produire dans les secteurs plus comprimés, affectés d'une réduction importante de la porosité. Cette réduction de la porosité avait, sans doute, pour effet de ne permettre, en raison du faible apport de « substances réagissantes », que d'infimes déplacements de l'équilibre et, par ailleurs, de retarder, de façon considérable, la réalisation de tels déplacements, tant par l'établissement d'un état métastable, où la vitesse de réaction était pratiquement nulle (1), que par l'élimination restreinte de certaines des « substances résultantes » (2).

Il semble donc que cette métasomatose soit intervenue au début de la diagénèse, quand le sédiment n'était pas encore consolidé, et que des solutions pouvaient y circuler assez librement, d'autant plus que la réduction diagénétique cesse d'être opérante sous une faible épaisseur de sédiments surincombants (3) et que la matière qui a traversé cette épaisseur sans être affectée, de manière notable, par ce processus de réduction, ne saurait plus être transformée.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) P. Laffitte, *Introduction à l'étude des roches métamorphiques et des gîtes métallifères*, p. 245.

(2) S. Glasstone, *Textbook of physical chemistry*, p. 1121-1123.

(3) W. C. Krumbein et L. L. Sloss, *Stratigraphy and sedimentation*, p. 215.

(*Laboratoire de Géologie appliquée de l'École des Mines de Paris.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *La répartition des sédiments actuels sur les plates-formes continentales.* Note (*) de M. **Léopold Berthois**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les recherches sédimentologiques récentes montrent que les apports détritiques grossiers n'atteignent pas actuellement le bord externe des plates-formes continentales des océans.

Les travaux récents concernant la répartition des sédiments sur les plates-formes continentales des océans ont été remarquablement analysés par A. Guilcher ([1]) qui a signalé que la concordance des observations montrant la rareté des dépôts actuels sur leur bord externe avait plus qu'une valeur locale.

En effet, F. A. Van Baren et H. Kiel ([2]) ont montré que, sur la plate-forme de la Sonde, seules les pélites d'origine fluviatile sont l'objet d'un important transport en mer.

P. C. Scruton ([3]) conclut que la charge solide du Mississipi ne peut atteindre la mer qu'en période de hautes eaux et F. P. Shepard ([4]) note que l'épandage des matériaux sableux à l'Est du delta du fleuve est cantonné sur une aire relativement restreinte; il en résulte que les sédiments du bord externe de la plate-forme continentale ne sont pas actuels, mais holocènes inférieurs.

Dans cette même région, Ludwick et Walton (1957) confirment ces conclusions en constatant que les reliefs récifaux du Nord-Est du golfe du Mexique qui sont actuellement morts ne sont pas fossilisés. B. W. Koldewijn ([5]) attribue au Quaternaire le dépôt des sables grossiers du bord externe de la plate-forme au large de l'Orénoque. Le même avis est exprimé par D. J. G. Nota ([6]) qui écrit que la masse des pélites reste au voisinage de la côte, seuls les éléments pelitiques fins, en provenance de l'Orénoque, sont venus se superposer à des sables quaternaires grossiers.

H. Holtedahl ([7]) qui a étudié le bord externe du plateau continental au large des côtes de Norvège (région de Möre Romsdal) y a vu des dépôts glaciaires ou periglaciaires quaternaires faiblement remaniés par la mer et sans apport actuel notable. J'ai confirmé pleinement ces résultats en 1957 ([8]).

Enfin, Y. Le Calvez et moi-même ([9]) avons montré que la sédimentation actuelle est très lente sur la zone externe du plateau continental du golfe de Gascogne où existent fréquemment des sables grossiers dont l'origine ne peut être attribuée aux apports marins actuels.

Il s'établit donc un fait qui tend à régir la sédimentation actuelle sur toutes les plates-formes continentales : En général, la fraction grossière des apports terrigènes actuels n'atteint pas la zone de bordure externe, voisine du talus, sauf sans doute dans quelques cas où la plate-forme est

de largeur très réduite comme sur la côte méditerranéenne française ([10]). La fraction fine qui s'y dépose est elle-même fort réduite.

Les recherches que j'ai entreprises sur les estuaires des cours d'eau à marée : la Loire, l'Ic, le Loc'h (en France) et le Konkouré (République de Guinée) ont mis en évidence l'existence d'une lentille d'eau profonde, immobile pendant une longue période du jusant : 3 à 7 h en Loire, 3 à 5 h dans le Konkouré.

Cette zone d'immobilité des eaux profondes qui résulte de l'équilibre dynamique entre la poussée des eaux du fleuve vers l'aval et celle des eaux océaniques vers l'amont [L. Berthois ([11])] constitue une barrière infranchissable pour les sédiments grossiers transportés sur le fond par roulement ou saltation. Les pelites en suspension dans les eaux de surface se décantent partiellement au passage de cette zone que franchissent seulement les particules très fines de la tranche d'eau supérieure qui s'écoule en jusant au-dessus des eaux profondes stabilisées.

La lentille d'eau profonde en équilibre qui a des dimensions variables suivant les cours d'eau (7 à 9 km de longueur moyenne en Loire) subit des déplacements vers l'amont ou l'aval des fleuves en fonction de leur débit et de l'amplitude de la marée.

En période d'étiage et par grande marée de vive eau, elle peut être refoulée à plusieurs dizaines de kilomètres en amont de l'embouchure.

En période de crue du fleuve elle se rapproche de l'embouchure, qu'elle peut atteindre ou légèrement dépasser, comme dans le cas des fleuves à grands deltas. Mais, même dans ce cas, les pelites seules atteignent la haute mer, les sédiments grossiers se déposent près du littoral.

Il apparaît ainsi que la cause essentielle de la rareté des dépôts actuels sur la zone externe des plates-formes continentales est intimement liée aux conditions de l'équilibre fluvio-océanique dans les estuaires ou les deltas. En particulier, les sédiments grossiers sont déposés aux embouchures des fleuves et étalés par la mer près du littoral sans atteindre le large.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) A. Guilcher, *Norois*, 21, 1959, p. 77-109.

(2) F. A. Van Baren et H. Kiel, *J. Sed. Petrol.*, 20, n° 4, 1950, p. 185-213.

(3) P. C. Scruton, *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 40, 1956, p. 2864-2952.

(4) F. P. Shepard, *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 40, 1956, p. 2537-2623.

(5) B. W. Koldewijn, *Reports of the Orenoco shelf expedition*, III, 1958 (*Thèse*, La Haye, 109 pages).

(6) D. J. C. Nota, *Reports of the Orenoco shelf expedition*, II, 1958, Wageningen, 58, (2), 98 pages.

(7) H. Holtedahl, *Univ. i Bergen Naturvit. rekke*, 14, 1955, 203 pages.

(8) L. Berthois, *Rev. Trav. Inst. Pêches marit.*, 21, (4), 1957, p. 485-554.

(9) L. Berthois et Y. Le Calvez, *Rev. Trav. Inst. Pêches marit.*, 21, (3), 1959, p. 327-377.

(10) J. Bourcart, C. Lalou et M. Gennesseaux, *Bull. C. O. E. C.*, 10, n° 3, 1958, p. 144-152.

(11) L. Berthois, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 947.

(*Laboratoire de Géologie et Hydrogéologie de l'École d'Agriculture de Rennes.*)

SÉISMOLOGIE. — *Nouveaux aspects des ondes* T.
Note (*) de M. **Louis Grinda**, présentée par M. Pierre Tardi.

Il est proposé un complément à la théorie des ondes T d'Ewing, Worzel, Press et Tolstoy, en ce qui concerne le problème du passage de l'énergie vibratoire du sol au chenal sonore sous-marin et le rôle capital des formes et des orientations du relief sous-marin dans les variations d'amplitude des ondes T.

De nombreuses observations d'ondes T faites à Monaco et consécutives à des séismes d'Afrique du Nord conduisent à proposer des compléments à la théorie de ces ondes, élaborée par Ewing, Worzel, Press et Tolstoy [1].

Cette théorie peut se résumer ainsi : Les ondes T sont des ondes séismiques continentales qui parvenant au fond de la mer se réfractent dans les sédiments puis dans l'eau et sont canalisées ensuite dans un chenal sonore sous-marin à l'extrémité duquel elles engendreraient des ondes continentales qui s'enregistreraient bien après les ondes préliminaires et superficielles ayant cheminé sous le fond de la mer. L'amplitude relativement forte des ondes T s'expliquerait par les propriétés du chenal sonore.

Cette théorie laisse dans l'ombre le problème du mécanisme du passage de l'énergie vibratoire du sol dans l'eau et de son acheminement dans le chenal sonore, problème qui se pose quand on sait que les rayons relevant d'un chenal sonore doivent être faiblement inclinés sur l'horizontale et que la réfraction par l'eau des rayons séismiques les rapproche de la verticale.

Elle n'explique pas les différences considérables d'amplitude des ondes T pour des séismes de caractéristiques semblables enregistrés à Monaco.

Nous proposons les solutions suivantes aux problèmes ainsi posés.

a. Mécanisme de passage de l'énergie vibratoire du sol au chenal sonore sous-marin. — Quand le foyer du séisme est proche d'un talus continental de pente sensible, les phénomènes se succèdent comme suit :

Admettons que ce talus soit plan et que sa pente soit α; qu'il soit constitué de roches compactes caractérisées par une vitesse des ondes élastiques de 5,5 km/s. Ces conditions idéales ne changent pas la nature des phénomènes. Considérons le rayon séismique continental d'inclinaison i. Il se réfracte dans l'eau selon un angle r et d'après la loi de Descartes :

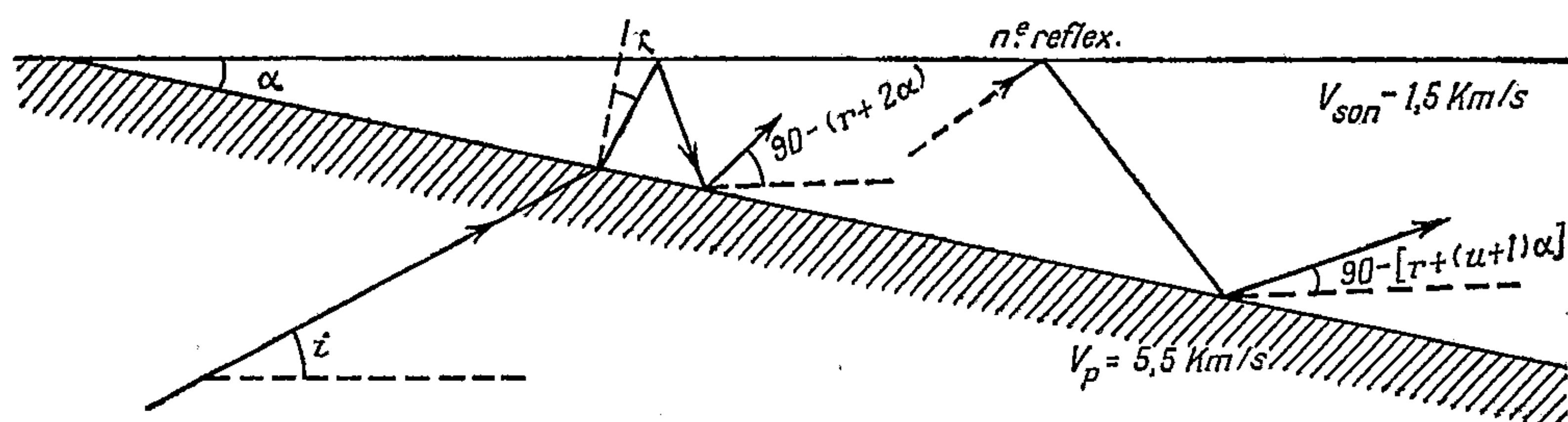
$$\frac{\sin[90-(i+\alpha)]}{5,5}=\frac{\sin r}{1,5} \quad \text{ou} \quad \frac{\cos(i+\alpha)}{5,5}=\frac{\sin r}{1,5}.$$

Pour tout rayon faisant avec le bord du talus un angle inférieur à 90° l'angle r est toujours inférieur à 15° 6. Ce rayon réfracté se réfléchit quasi totalement à la surface de la mer supposée plane avec un déphasage de π en perdant une quantité d'énergie très faible (2 à 3 °/₀₀).

Ce rayon réfléchi atteint le fond sous une incidence de $r + 2\alpha$. Dès qu'elle est supérieure à l'incidence limite de 15° 6, le rayon subit une réflexion totale sur le fond avec un nouveau déphasage de π. Il se retrouve donc en phase avec le rayon continental originel. Son inclinaison est alors de $90 - (r + 2\alpha)$. Le même processus va se renouveler et l'on montrerait qu'après la $N^{\text{ième}}$ réflexion à la surface le rayon réfléchi ensuite sur le fond aurait une inclinaison de $90 - [r + (n + i)\alpha]$.

Il arrive un moment où cette inclinaison est inférieure à l'angle d'ouverture du chenal sonore : le rayon y pénètre et s'y propage alors sans déperdition d'énergie.

Le séisme du 24 mai 1959, au Sud de Bougie, offre un exemple numérique de ce schéma. Les inclinaisons extrêmes des rayons séismiques atteignant le talus continental le plus proche étaient : $i_1 = 15°$ et $i_2 = 11°9$,



le foyer étant à la profondeur de 15 km et à une distance horizontale de 56 km de la côte, la pente moyenne du talus étant de 8°. Les valeurs de r étaient toutes comprises entre 14°5 et 14° 8. La première réflexion sur le fond était totale et le faisceau conique de rayons continentaux était devenu un faisceau de rayons sonores presque parallèles dont l'inclinaison était de 3°5 au 8e cycle de réflexions. Au cours de ces cycles les pertes d'énergie étaient dues à l'absorption ou au pouvoir réflecteur du fond, donc faibles.

Ce mécanisme montre que le flux d'énergie arrivant sur le talus continental est concentré dans une section plus faible dans l'eau d'où surintensité du champ sonore. Il suppose l'horizontalité de la surface de la mer. Si cette surface est agitée, une déperdition d'énergie se produit au cours de chaque cycle de réflexions et l'amplitude des ondes T en est réduite d'autant.

Si le fond de la mer a une pente nulle, les rayons renvoyés vers le fond par la surface se réfractent dans le sol, au moins partiellement, en perdant de l'énergie, si bien qu'après quelques cycles, l'énergie résiduelle est quasi nulle. Donc les ondes T ne peuvent se propager que si l'énergie vibratoire passe du sol dans l'eau par un talus de pente sensible.

b. Un facteur important de l'amplitude des ondes T. — Le rapport de l'amplitude des ondes T à celle des ondes P varie de 1 à 50 pour les cas observés à Monaco. Il est de 1 pour les séismes du 8 mai et du 5 juin 1955 dans la région de Ténès, de 2 pour le séisme de Tunisie du 20 février 1957

et de 50 pour le séisme du 24 mai 1959 au Sud de Bougie. Pour ces séismes qui présentent des trajets d'onde de longueurs voisines, ce rapport, qui, en outre, dépend très peu de l'intensité du séisme, varie donc dans des proportions considérables.

Ces variations s'expliquent d'une façon évidente quand on examine sur la carte bathymétrique de la Méditerranée ([2]) le rayonnement dans la direction de Monaco des surfaces immergées mises en vibration par les ondes séismiques continentales. L'exemple étonnant du 24 mai 1959 fait apparaître le rôle déterminant de la plate-forme continentale du golfe de Bougie approximativement perpendiculaire au plan du grand cercle passant par le foyer et par Monaco, de forme presque plane, longue de 50 km et large de 15.

Si l'on établissait le diagramme de rayonnement de cette plate-forme, étant donné les longueurs d'onde en cause, on trouverait un lobe axial étroit. Cette concentration d'énergie dans cette direction combinée au processus de retour vers l'horizontale des rayons séismiques sous-marins explique donc fort bien les fortes amplitudes des ondes T observées.

Le 20 février 1957, les surfaces réduites de la plate-forme du cap de Fer, face à Monaco et du fond du golfe de Bône, compte tenu de la perturbation apportée par les hauts fonds de Sardaigne, sont bien en rapport avec les amplitudes des ondes T.

Quant au 8 mai et 5 juin 1955, la plate-forme infléchie au large du cap Caxine bien orientée par rapport à Monaco sur une surface très exiguë ainsi que le rayonnement latéral du golfe de Bougie attaqué en oblique, justifient l'amplitude relativement faible des ondes T de ces deux séismes.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) *Bull. Séism. Soc. Améric.*, janvier 1950, p. 25; janvier 1952, p. 37.

([2]) Le Musée Océanographique de Monaco a publié une carte bathymétrique de la Méditerranée au 1/1000 000e.

SÉISMOLOGIE. — *Sur les signaux séismiques de longue période obtenus lors du test nucléaire de Reggane, le* 13 *février* 1960. Note (*) de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Francis Perrin.

L'explosion nucléaire du 13 février 1960 près de Reggane a fourni à El Goléa une onde séismique de surface type Rayleigh très conforme aux prévisions théoriques pour une excitation par impulsion. A Tamanrasset, sur terrain granitique, on a observé seulement une composante verticale.

L'opinion a été récemment, à la suite notamment des résultats publiés par J. Oliver, que la réception des ondes de Rayleigh se propageant à la surface de la terre pouvait offrir des signaux permettant d'identifier les explosions. Nous avons, en conséquence, pris le parti d'équiper deux stations à El Goléa et Tamanrasset, dans des directions à peu près rectangulaires vis-à-vis du point d'explosion du test du 13 février 1960, proche de Reggane.

Trois séismographes longue période ont été montés dans chacune de ces stations, appareils dont la partie mécanique a été prise sur des séismographes Sprengnether, exploitant le principe de la suspension de J. La Coste, mais suivis d'un amplificateur électronique aboutissant à un enregistreur à plume, dont les caractéristiques n'interviennent pas dans la courbe de réponse de l'appareil. La période propre des appareils était réglée à 30 s, leur amortissement à peu près critique. Leur réponse, dans ces conditions, est celle d'un système oscillant simple amorti, à peine modifiée par la courbe de réponse en amplitude et en phase de l'amplificateur électronique. Il est facile de rendre celle-ci fidèle dans la gamme de fréquence désirée, et en outre de couper sérieusement les périodes envahies par les microséismes (vers 6 s). Dans ces conditions, on obtient des enregistrements vraiment purs.

Nous avons trouvé à El Goléa, comme à Tamanrasset, des signaux de période de 16 s, rapidement amortis, ne s'étendant guère sur plus de deux périodes.

A El Goléa (sur du sable), nous avons enregistré un mouvement vertical dont la double amplitude atteint 14 mm, soit en divisant par le gain de l'appareil, 75 000 à cette fréquence, un mouvement de la terre d'amplitude conventionnelle d'environ 1000 Å, ou 10^{-5} cm.

Sur le séismographe horizontal radial, on trouve une amplitude de 1,93 fois plus faible. Le mouvement horizontal (h) est en avance très régulière d'un quart de période sur le mouvement vertical (v) et la reconstitution de la trajectoire d'une particule (*fig.* 1) correspond très bien à l'onde de Rayleigh impulsionnelle telle que décrite théoriquement, au moins dans des cas simples, par L. Cagniard [1].

Une question importante est celle du mouvement sur le séismographe

horizontal transverse : l'attaque de la terre par une explosion est à symétrie radiale. Si la terre avait aussi la même symétrie radiale, dans sa structure, on ne devrait pas trouver d'onde de cisaillement transversale (onde de Love). Or nous lisons sur le séismographe tangentiel un mouvement presque parfaitement en phase avec celui du radial, mais d'amplitude au moins quatre fois plus faible. Il est hors de doute qu'une onde de Love importante n'a pu être engendrée à l'origine, cette déviation de la direction du mouvement horizontal est donc caractéristique des structures géologiques.

A Tamanrasset (sur du granite), malgré la distance accrue (686 km contre 556 km), nous trouvons la même onde très pure sur le séismo-

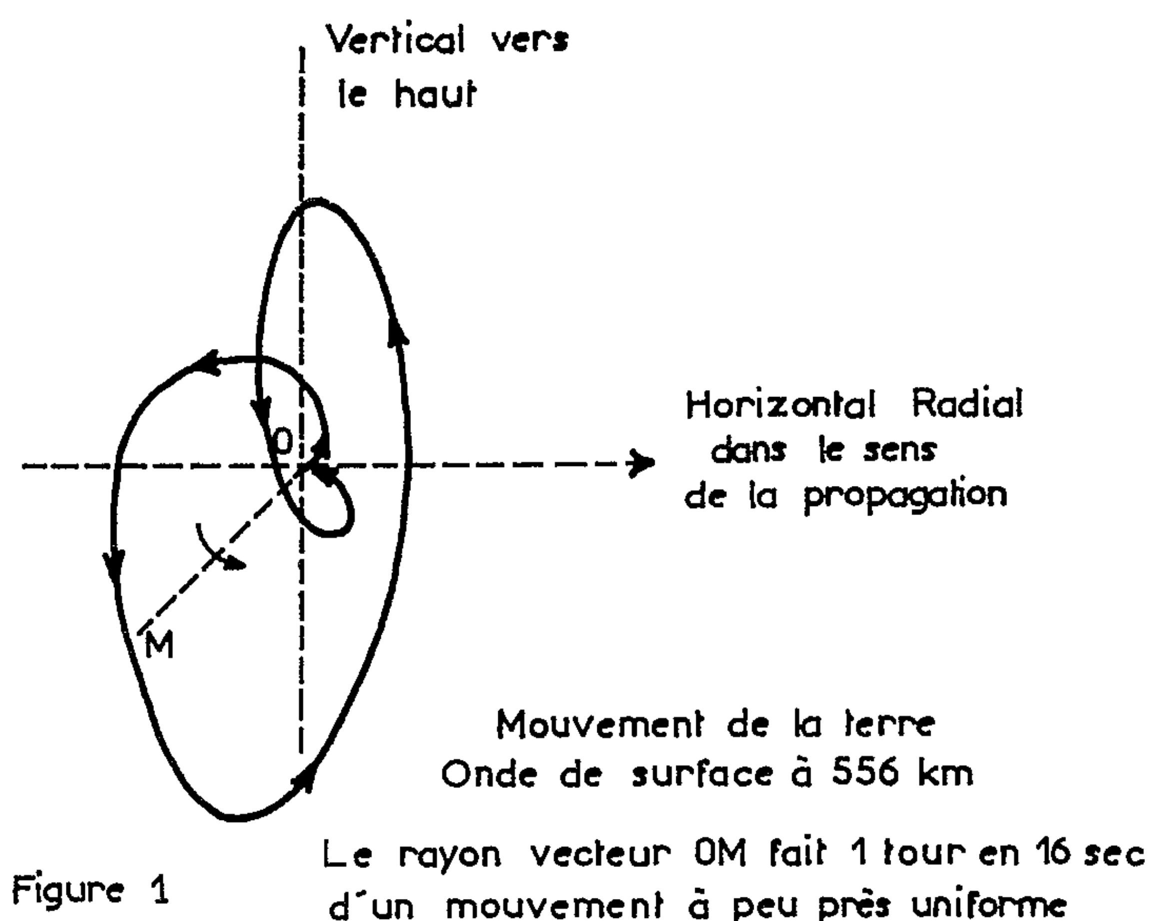


Figure 1

graphe vertical, avec la même amplitude qu'à El Goléa. Par contre, aucune onde sensible à cette période n'est décelable sur les deux séismographes horizontaux radial et transverse.

Il s'agit cependant bien de la même onde qu'à El Goléa car sa vitesse de propagation, à partir de l'origine, est sensiblement la même pour les deux stations. Elle vaut très sensiblement 2,97 km/s pour El Goléa et 3,12 km/s pour Tamanrasset. Or, on trouve des vitesses de cet ordre dans la littérature pour des ondes de Rayleigh continentales ayant cette période [2].

Probablement l'amplitude verticale augmentée et horizontale à peu près annulée à Tamanrasset est une conséquence d'une structure où il n'y a plus de terrain sédimentaire à la surface. Déjà, à El Goléa, le rapport des amplitudes verticale/horizontale est trop grand pour l'onde classique à la surface d'un milieu homogène indéfini, et exige l'appel à des couches stratifiées.

En conclusion, malgré des complications de détail, la réception d'une onde de Rayleigh aussi caractéristique et le fait qu'une composante transverse n'apparaît pas à un niveau bien gênant, viennent à l'appui de l'idée que cette détection par ondes longues est importante pour le contrôle des explosions nucléaires. Néanmoins, pour tirer un plein parti des signaux, il faudrait multiplier les stations, tout comme pour les séismographes courte période, ne serait-ce que pour obtenir une direction d'arrivée en un point.

Signalons encore que :

a. Une station semblablement équipée en France (2 500 km) n'a pas eu de signaux (obstacle de la Méditerranée).

b. L'arrivée des ébranlements atmosphériques un temps de l'ordre d'une demi-heure après l'explosion a provoqué un mouvement séismique sensible et prolongé en longues périodes.

Les stations dont il a été question dans cette Note sont celles du Commissariat à l'Énergie Atomique. Montées en un temps record, elles ont profité des conseils de Mlle Beaufils et du travail d'une excellente équipe qui a créé le matériel.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) L. Gagniard, *Réflexion et réfraction des ondes séismiques progressives*, Gauthier-Villars, Paris, 1959, *voir* les figures, p. 177 et 178.

(2) Ewing, Jardetzky, Press, *Elastic Wawes in layered Media*, Mc Graw Hill, 1957, p. 197.

MYCOLOGIE. — *Sur l'apparition régulière d'un « mutant » infectant chez un Champignon du genre* Pestalozzia. Note (*) de M. **Jean Chevaugeon** et Mme **Christiane Lefort**, présentée par M. Roger Heim.

Les souches sauvage et mutantes du *Pestalozzia* aff. *annulata* présentent une variation sectorielle identique qui apparaît comme une forme différenciée succédant à la forme de jeunesse. Cette différenciation est contagieuse, des migrations nucléaires ne sont pas en cause, mais son apparition et son maintien dépendent étroitement du génotype et de l'état des noyaux.

La souche de *Pestalozzia* aff. *annulata* B. et C. étudiée ici a été isolée de la jeune tige d'un Quinquina en Guinée. C'est un champignon imparfait dont les organes de dissémination sont des conidies réunies, par milliers, en acervules. Chaque acervule s'édifie par ramification et cloisonnement intenses d'un filament unique. La conidie permet d'obtenir aisément un mycélium homocaryotique : elle ne reçoit du conidiophore qu'un seul noyau avant de s'en séparer par une cloison et, bien qu'elle soit pluricellulaire à maturité, habituellement seule la cellule basale émet un tube germinatif.

Le thalle issu d'une telle conidie présente un rythme de croissance spontané [1] dont la période est de 57 h, à 26°, sur un milieu gélosé et malté à 2 % : les hyphes aériennes, dressées et blanches, sont alternativement nombreux et rares et forment des vagues concentriques épaisses séparées par des anneaux plus minces.

L'irradiation des conidies par les rayons X nous a permis d'obtenir plus de 30 mutants qui diffèrent de la souche sauvage surtout par la vitesse de croissance et par la durée de la période, quelquefois par la disparition du rythme. Nous possédons également ces mutants sous forme de mycélium homocaryotique.

Sur tous les thalles de la souche sauvage et sur ceux de la plupart des mutants on observe des secteurs modifiés, plusieurs par boîtes de Pétri, qui présentent toujours les mêmes caractéristiques. Ces secteurs apparaissent nettement en arrière de l'avance extrême des filaments. Le mycélium dressé ne se forme plus; les hyphes sont tous couchées ou immergées et la zonation devient peu perceptible; leurs articles se pigmentent de jaune et communiquent au secteur une teinte rousse. Enfin, le secteur présente une forme particulière : il s'élargit et enveloppe progressivement une part très importante du thalle, bien que sa vitesse d'extension radiale ne soit pas altérée.

La haute fréquence de cette modification spontanée et la forme des secteurs modifiés nous ont incité à en entreprendre l'étude. Elle nous a conduit aux observations suivantes :

1° La fréquence de la modification peut être mesurée par le nombre de secteurs visibles sur chaque thalle à la fin de la première période de

croissance. Dans des conditions expérimentales données, cette fréquence est constante, proche de 0,5 secteur, à 26°, sur malt à 2 %. Elle varie très largement chez les divers mutants obtenus par irradiation : l'un d'eux n'a jamais présenté la modification alors que chez d'autres elle survient tellement tôt que l'état modifié est le phénotype habituel.

2° On peut entretenir cet état modifié par des repiquages successifs jusqu'à ce que la sénescence les interdise. Il se maintient stable si les semis comportent de nombreux filaments prélevés sur une culture jeune et à quelque distance des extrémités en croissance.

3° Au contraire, les semis pris dans un thalle transformé et constitués soit par des extrémités en croissance, soit par un nombre réduit d'articles d'un filament quelconque, soit par une masse mycélienne importante mais âgée, conduisent à un mycélium normal.

4° Les semis de conidies propagent les caractères sauvage ou mutant

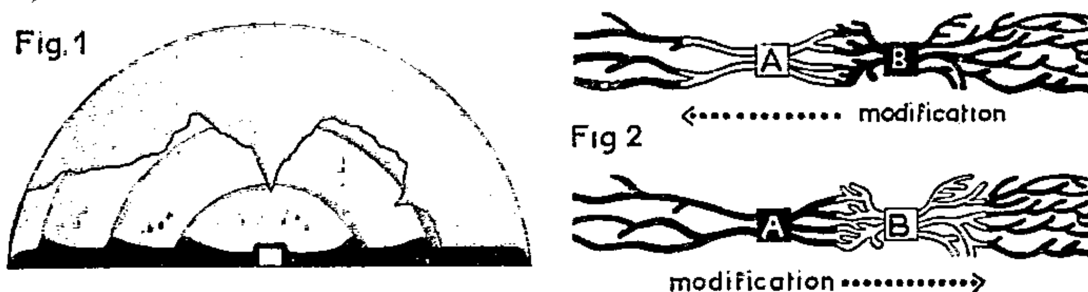


Fig. 1. — Apparition spontanée de secteurs contagieux.
Fig. 2. — Infections expérimentales réciproques entre thalles de deux souches A et B (le mycélium modifié est figuré en traits pleins).

de la souche qui les fournit mais ne transmettent jamais la modification étudiée ici. On observe toujours successivement la forme de jeunesse et la forme modifiée, quel que soit l'état, normal ou modifié, du mycélium qui a porté les acervules.

5° Le caractère modifié est contagieux, ce qui explique la forme des secteurs :

a. Si l'on ensemence parallèlement une bande de mycélium modifié et une bande de mycélium normal, la modification se manifeste, après l'entrée en contact et l'anastomose des deux cultures, sur une ligne continue au sein du thalle normal. Les semis prélevés au sein du thalle receveur montrent que la contagion progresse à travers le mycélium normal de la souche sauvage à une vitesse voisine de 2,5 mm/h à 26°, soit 10 fois supérieure à celle de l'extension des filaments.

b. On peut « marquer » la culture infectante et la culture à infecter en utilisant la souche sauvage (normale ou modifiée) et un mutant obtenu par irradiation. Le même phénomène s'observe. De plus, le mycélium modifié par contagion conserve ses autres caractères sauvages ou mutants, sans jamais acquérir ceux du donneur, comme en attestent de nombreux semis d'hyphes ou de conidies.

Discussion. — Ces divers aspects d'un phénomène dont l'étude se poursuit

appellent dès maintenant quelques remarques. Certaines observations, l'existence même des secteurs, la possibilité de maintenir le caractère modifié par voie végétative, seraient compatibles avec l'idée que la modification représente une mutation banale à fréquence élevée. D'autres ne la font pas rejeter catégoriquement si l'on admet en plus une migration de noyaux mutants dans le mycélium normal : on expliquerait ainsi la forme des secteurs. Les conidies pourraient n'être produites que sur des articles non modifiés ou redevenus normaux à la suite de la mutation réverse.

Mais plusieurs faits sont incompréhensibles sous cet angle, notamment l'obtention de thalles normaux à partir d'extrémités d'hyphes en croissance ou de filaments courts quelconques pris dans une culture modifiée. Enfin les résultats des infections réciproques utilisant des souches marquées ne s'accordent manifestement pas avec cette conception. Au contraire, les phénomènes signalés ici rappellent étrangement ceux décrits par Sharpe chez un *Aspergillus* (¹). Ils se rapprochent également de ceux relatifs à la sénescence du *Podospora anserina* (²) et à la réversion, chez ce même organisme, des souches s^{S} vers s(³).

Dans tous ces cas, le caractère contagieux peut être mis en évidence sans qu'intervienne une hétérocaryose banale consécutive à une migration nucléaire. Une part au moins du phénomène s'accomplit au sein du cytoplasme, mais il n'est pas évident que cette part soit l'apparition ou l'activation de particules cytoplasmiques autoreproductibles.

A ce sujet, quelques-unes des observations rapportées ici méritent une attention toute spéciale. L'état modifié n'est jamais originel; il apparaît comme une forme différenciée faisant suite à l'état de jeunesse. Et ce n'est là qu'un cas particulier d'un phénomène plus général : chaque fois qu'on ensemence un prélèvement suffisamment petit pour que tous ses noyaux se divisent, la différenciation cesse d'être transmise et, sans doute, disparaît. Rappelons aussi que la différenciation est perdue lorsque les semis sont constitués uniquement de filaments très âgés.

Il serait évidemment intéressant pour une compréhension plus complète de ces phénomènes d'étudier des cas, où, comme chez le *Podospora anserina*, le facteur cytoplasmique infectant peut être mis en relation directe avec des gènes précis. Mais il est dès maintenant acquis que de telles modifications morphologiques ne sont pas exceptionnelles. Nous en avons reconnues chez des Champignons appartenant aux groupes systématiques les plus divers.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(¹) J. Chevaugeon, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1381.
(²) D. Marcou et J. Schecroun, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 280.
(³) G. Rizet et J. Schecroun, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2392.
(⁴) H. Sharpe, *Proc. Roy. Soc.*, B, 148, 1958, p. 355-359.

(Faculté des Sciences de Paris-Orsay, Service de Botanique, Laboratoire de Génétique physiologique du C. N. R. S.)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les nucléoles chez l'*Agrimonia eupatoria *L.* Note (*) de Mme **Renée Pheloūzat**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le nombre des nucléoles contenus dans le noyau varie avec l'état méristématique des cellules observées : trois ou quatre nucléoles pour les méristèmes en activité mitotique, un ou deux nucléoles pour les méristèmes au repos et les tissus parenchymatisés. Les images de télophase permettent de retenir les nombres 3 et 4 comme caractéristiques de l'espèce.

Le point végétatif de l'*Agrimonia eupatoria* L. a été décrit précédemment ([1]). Dans ce méristème la zonation, établie en rapport avec le fonctionnement, délimite des territoires dont les caractères méristématiques présentent des différences sensibles. L'observation du nombre des nucléoles dans les noyaux de ces régions apporte des résultats intéressants :

— dans l'anneau initial (*fig.* 1) en cours ou en fin de régénération, les cellules possèdent dans leur noyau, très souvent, trois ou quatre nucléoles, parfois cinq (le diamètre, mesuré sur des fixations au Regaud, varie de 0,4 à 2,3 μ). Il en est de même pour les initiums, les primordiums foliaires et les régions méristématiques des feuilles en croissance;

— dans le méristème médullaire, le nombre est plus faible, tantôt un, tantôt deux ou trois. Il n'y a pas de nombre prédominant (diamètre de 0,7 à 2,3 μ);

— dans le méristème d'attente (*fig.* 2), le plus souvent un seul, quelquefois deux nucléoles sont présents (diamètre de 1,2 à 2,3 μ);

— dans le méristème axillaire (*fig.* 3), au stade de l'initium gemmaire localisable à la base de l'anneau initial régénéré, le noyau ne renferme qu'un seul nucléole, plus rarement deux (diamètre de 1,7 à 2,5 μ);

— dans le procambium (*fig.* 4, *pro*) où les noyaux sont très allongés, il y a le plus souvent trois ou quatre nucléoles et assez fréquemment cinq (diamètre de 0,6 à 2,2 μ);

— enfin, dans les tissus en voie de différenciation (*fig.* 4, *par*) qui entourent ces régions méristématiques, on ne rencontre, en général, pas plus de deux nucléoles (diamètre de 0,7 à 1,5 μ).

Ainsi cette étude met en évidence que *les tissus parenchymatisés possèdent dans leur noyau un ou deux petits nucléoles. Les tissus méristématiques au repos* (méristème d'attente, initium gemmaire) *possèdent un ou deux gros nucléoles par noyau et les tissus méristématiques en activité mitotique* (anneau initial, procambium, méristème des feuilles en croissance) *présentent trois, quatre et cinq nucléoles de taille variable.* Le méristème médullaire prendrait une place à part dans ce groupe; c'est un tissu en activité mitotique, mais les cellules sont assez différenciées, le nombre des nucléoles y est faible, peut-être en raison de la dispersion des caryocinèses.

Dans l'évaluation de l'intensité méristématique, on considère généralement la taille des nucléoles. Pour les espèces à un seul nucléole, le diamètre le plus important se rencontre dans les cellules les plus méristématiques. Chez l'Aigremoine, nous avons comparé le volume nucléolaire réalisé dans cinq cellules du méristème d'attente (au nucléole unique le plus souvent) à celui réalisé dans cinq cellules de l'anneau initial (aux nucléoles multiples).

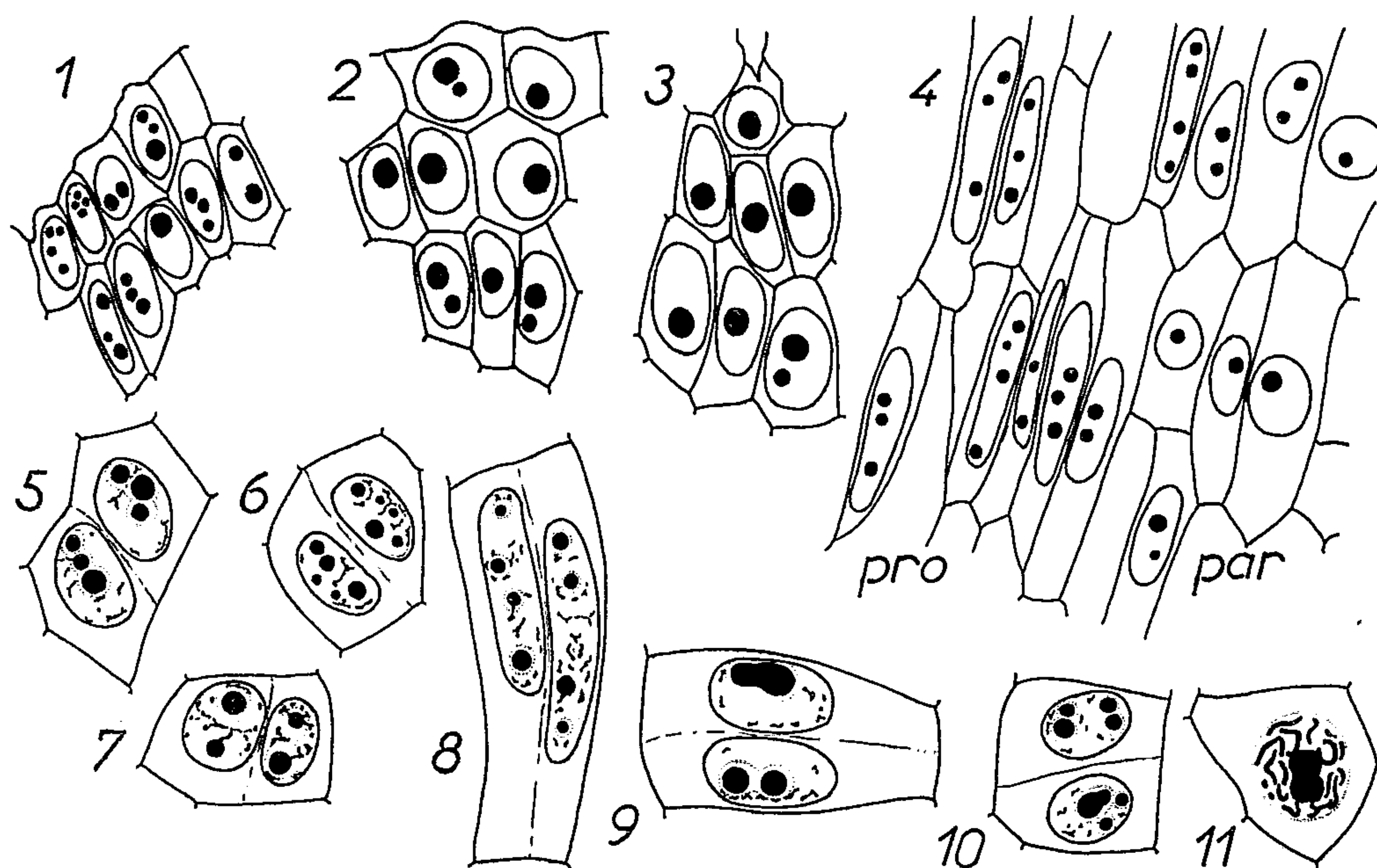


Fig. 1 à 4. — Tissus d'un point végétatif (Regaud-hématoxyline, G × 2 500).
Fig. 1 : cellules de l'anneau initial en cours de régénération (nucléoles multiples); fig. 2 : méristème d'attente et fig. 3 : initium gemmaire (un ou deux gros nucléoles); fig. 4 : procambium (*pro*) (nucléoles multiples) et tissus en voie de parenchymatisation (*par.*) (un ou deux petits nucléoles).

Fig. 5 à 10. — Noyaux en fin de télophase (Navachine-hématoxyline) dans une germination.

Fig. 5 : cellules du méristème médullaire; fig. 6 et 7 : anneau initial ; fig. 8 : procambium; fig. 9 : épiderme d'une ébauche foliaire; fig. 10 : assise sous-épidermique d'une ébauche.

Fig. 11. — Prophase dans le segment d'une ébauche.

(Remarquer la relation nucléole-chromosome sur les figures 7, 8 et 11.)

Ce volume ($4/3\,\pi r^3$, avec $r^3 = 8{,}36\ \mu^3$ dans la première évaluation et $r^3 = 3{,}78\ \mu^3$ dans la seconde) apparaît être plus important dans le méristème d'attente, territoire jugé moins méristématique par les autres données cytologiques. De Mol [2] avait remarqué que le volume nucléolaire d'un noyau à un seul nucléole est toujours supérieur au volume nucléolaire d'un noyau à plusieurs nucléoles. Ainsi chez l'Aigremoine, en accord avec les critères cytologiques, *ce serait le nombre et non pas la taille des nucléoles qui serait susceptible de donner une indication pour les caractères méristématiques.*

D'autre part, il est admis que les nucléoles prennent naissance à partir

« d'organisateurs nucléolaires », régions spécialisées de chromosomes définis. Gates [3] considère que le nombre des nucléoles, caractéristique de l'espèce, doit être recherché à la télophase, ce nombre se réduisant à un par fusion durant l'interphase. Il est donc intéressant de rechercher ce nombre chez l'Aigremoine. L'observation de jeunes germinations en intense activité mitotique a permis de relever des images très nombreuses de télophase. Les figures 5, 6, 7 et 8 montrent que l'on retrouve *dans les deux cellules filles le même nombre de nucléoles*. Pour les figures 9 et 10, on peut alors interpréter le nucléole bosselé comme résultant de la fusion de deux nucléoles voisins. Le nucléole quatre fois lobé de la prophase (*fig.* 11), pourrait, peut-être, être interprété comme un début de fragmentation nucléolaire, car les nucléoles, à l'interphase, ont le plus souvent un contour régulier. Ainsi, la fragmentation et la fusion nucléolaire seraient des phénomènes réversibles. *Trois et quatre nucléoles sont les nombres les plus fréquemment retrouvés à la télophase, il y aurait trois ou quatre organisateurs nucléolaires.* Mais il faudrait supposer des cas de fusion précoce dans les exemples à deux nucléoles et des cas de fragmentation possible dans les exemples à cinq nucléoles.

Conclusion. — C'est dans les cellules les plus méristématiques d'un point végétatif que l'on rencontre le nombre le plus élevé de nucléoles. Les interphases doivent y être courtes et les phénomènes de fusion nucléolaires n'ont pas le temps de s'y produire, alors que dans les territoires en repos mitotique la fusion aboutit à la présence d'un seul volumineux nucléole. Il est possible aussi que des qualités particulières au noyau amènent cette fusion extrême.

Le volume nucléolaire est toujours plus élevé dans le méristème d'attente que dans l'anneau initial. Mais dans les deux cas ce volume reste supérieur à celui réalisé dans les tissus parenchymatisés.

En général, le même nombre de nucléoles se retrouve dans les noyaux issus d'une télophase. Le nombre d'organisateurs nucléolaires pourrait être de trois ou quatre.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2525.

(2) *La Cellule*, 38, 1928, p. 6-67.

(3) *Bot. rev.*, 8, 1942, p. 337-409.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude expérimentale du développement anticipé des bourgeons axillaires de* Fagus silvatica. Note (*) de Mme **Madeleine Codaccioni**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La suppression des méristèmes terminaux provoque, à partir de bourgeons imparfaitement constitués, la production de pousses qui présentent une augmentation du nombre des feuilles et une réduction du nombre des écailles pouvant aller jusqu'à leur suppression complète.

Les bourgeons de *Fagus silvatica* comportent une vingtaine d'écailles et de trois à cinq ébauches de feuilles accompagnées de leurs stipules (*fig.* I). La croissance du Hêtre est essentiellement terminale. On peut distinguer deux sortes de pousses d'arbre : les unes dites *pousses principales* sont issues du développement d'un même méristème depuis plusieurs années, les autres dites *pousses latérales* ont été produites par des bourgeons axillaires.

Sur les pousses principales la constitution complète des bourgeons axillaires se fait en même temps que celle du bourgeon terminal. Sur les pousses latérales les méristèmes gemmaires restent au stade de quelques ébauches d'écailles. Leur constitution complète demande plusieurs années et parfois n'est jamais atteinte. Ce sont de véritables *bourgeons dormants.*

On observe des faits comparables sur les jeunes plants. La prédominance du bourgeon terminal y est exclusive pendant trois ou cinq ans durant lesquels les méristèmes axillaires ne se développent qu'avec une extrême lenteur. Sur les plants plus âgés les méristèmes axillaires et terminaux ont un développement à peu près synchrone. Les ramifications commencent alors comme sur les pousses principales d'arbres.

En supprimant le méristème terminal on peut provoquer le développement anticipé des bourgeons axillaires avant leur constitution complète.

La suppression du bourgeon terminal sur les pousses latérales ou sur les plants âgés de moins de cinq ans provoque le développement de bourgeons *axillaires dormants.* Les pousses produites portent une moyenne de huit écailles et quatre ou cinq feuilles bien développées encadrées de leurs stipules (*fig.* II). Au moment de l'opération, faite avant le débourrage, les bourgeons dormants des pousses témoins avaient formé environ dix écailles dont deux à l'état d'ébauche.

Pour provoquer la production de pousses à partir de bourgeons *axillaires en cours de constitution,* il faut supprimer le méristème terminal de la pousse principale et le résultat obtenu est variable suivant la date de l'opération, qui a été échelonnée de mars à juillet (*fig.* III et IV).

Les pousses obtenues produites ont un nombre d'écailles égal ou inférieur au nombre d'écailles déjà formées dans les bourgeons témoins au moment de l'opération. On peut ainsi obtenir des pousses sans écailles (*fig.* V)

et portant six feuilles, en opérant avant avril. A la vérité les deux premières feuilles sont souvent atrophiées (*fig.* V, I et II). La disposition des stipules de ces feuilles est la même que celle des premières écailles d'un bourgeon

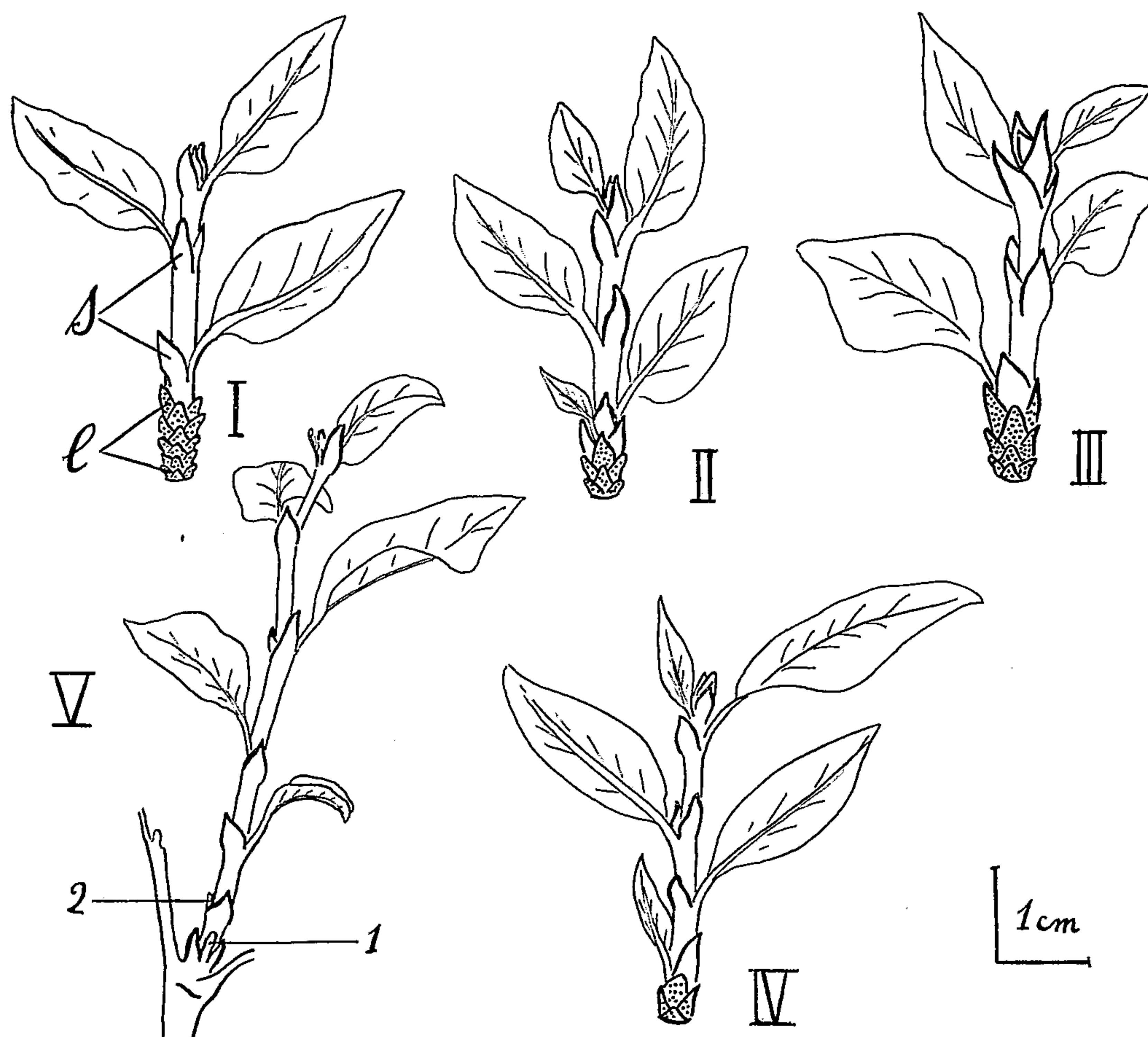


Fig. I. — Pousse produite par un bourgeon axillaire à développement normal (20 écailles, 3 feuilles).

Fig. II. — Pousse produite par le débourrage provoqué d'un bourgeon axillaire dormant d'une pousse latérale (8 écailles, 5 feuilles).

Fig. III, IV et V. — Pousses produites par des bourgeons axillaires en cours de constitution, après suppression du méristème terminal : en juin, *fig.* III (12 écailles, 4 feuilles); en mais, *fig.* IV (6 écailles, 5 feuilles); au début avril, *fig.* V (6 feuilles dont les deux premières 1 et 2 sont réduites). *e*, écaille; s, stipule.

La pousse de la figure I a été représentée en mai.

Les pousses des figures II, III, IV et V ont été dessinées à la fin de juillet.

à développement normal; leur morphologie est également identique.

La possibilité d'obtenir la formation d'une feuille — si réduite soit-elle — encadrée de ses stipules au lieu et place de deux écailles peut permettre de donner aux écailles du bourgeon de *Fagus silvatica* la valeur de stipules.

(*) Séance du 14 mars 1960.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude, par chromatographie en phase gazeuse, des acides gras de la cire des pommes.* Note de M. **Paul Mazliak**, présentée par M. Raoul Combes.

Une méthode originale de chromatographie en phase gazeuse a permis de séparer et d'identifier les acides gras suivants dans la cire cuticulaire des pommes : acides laurique, myristique, palmitique, stéarique, oléique, linoléique, arachidique, behénique, lignocérique, cérotique, montanique et mélissique.

Les acides gras extraits de la cire d'une quinzaine de pommes Calville blanc, entreposées à + 4° C, ont été méthylés selon la méthode décrite précédemment [1]. La séparation des acides de différentes longueurs de chaîne est effectuée à 300° C, par chromatographie en phase gazeuse. La colonne employée est un tube métallique de 2 m de long et de 4 mm de diamètre intérieur; la phase stationnaire est la graisse Silicone 710 adsorbée sur de la brique. Le gaz porteur est l'hélium : la pression du gaz à l'entrée de la colonne est de 930 g/cm^2 et la pression à la sortie est égale à la pression atmosphérique. Le débit du gaz est ainsi maintenu égal à 5 l/h.

Nous avons indiqué, dans une Note précédente [1], comment construire, avec des acides témoins purs, la droite d'étalonnage $\log V_R = f(n)$. (Rappelons que V_R est le volume de rétention relatif des divers acides gras et n le nombre d'atomes de carbone dans la molécule d'acides gras.) Nous avons également indiqué comment calculer les pourcentages des différents acides.

La figure 1 représente un chromatogramme des acides de la cire des pommes Calville blanc. Huit pics sont nettement séparés correspondant aux acides ayant les longueurs de chaîne suivantes :

Longueurs de chaîne des acides.	Pourcentages (%).	$\log V_R$ (mesuré).	$\log V_R$ du témoin pur.
C 16	21,9	0	0
C 18	26,3	0,30	0,27
C 20	8,7	0,54	0,50 (calculé)
C 22	8,8	0,81	0,75
C 24	5,4	1,02	0,98 (calculé)
C 26	5,1	1,24	1,22 »
C 28	9,1	1,44	1,45 »
C 30	14,3	1,66	1,70 »

Pour séparer les acides saturés et insaturés, le même mélange naturel des acides gras de la cire est introduit dans une deuxième colonne, contenant du Reoplex 400 (polyester de polypropylène-glycol-adipate et séba-

cate) comme phase stationnaire, chauffée à 220° C et parcourue par un courant d'hélium (débit du gaz : 6 l/h). L'étalonnage est fait de la même façon que pour la première colonne. La figure 2 montre le début du chromatogramme obtenu dans ces conditions. Seul le pic en C 18 de la première expérience se trouve ici scindé en trois petits pics correspondant aux trois

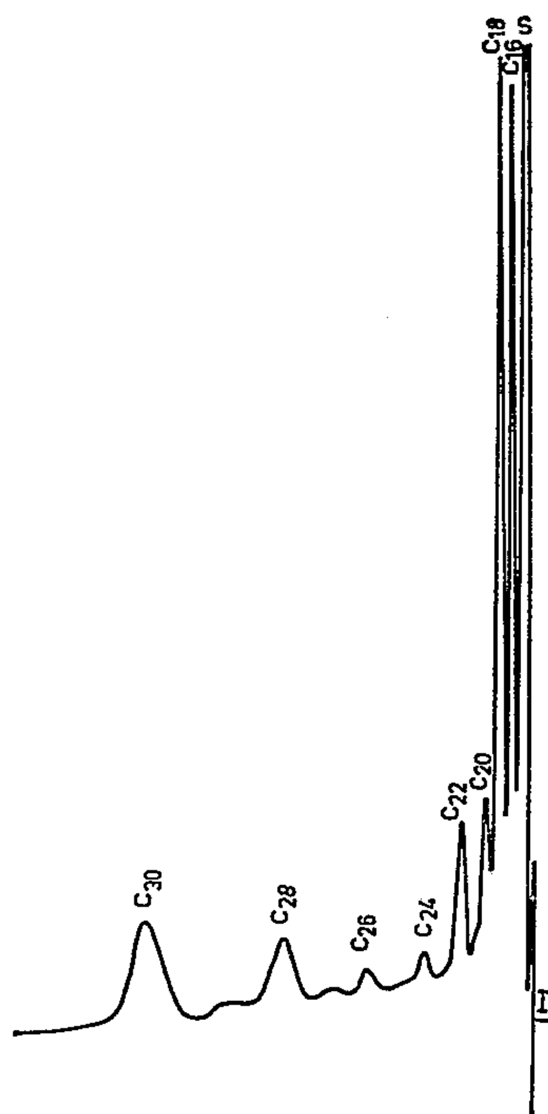


Fig. 1. — Chromatogramme des acides de la cire de pommes obtenu à 300° C. Phase stationnaire : silicone. Gaz porteur : hélium. I, injection; S, solvant.

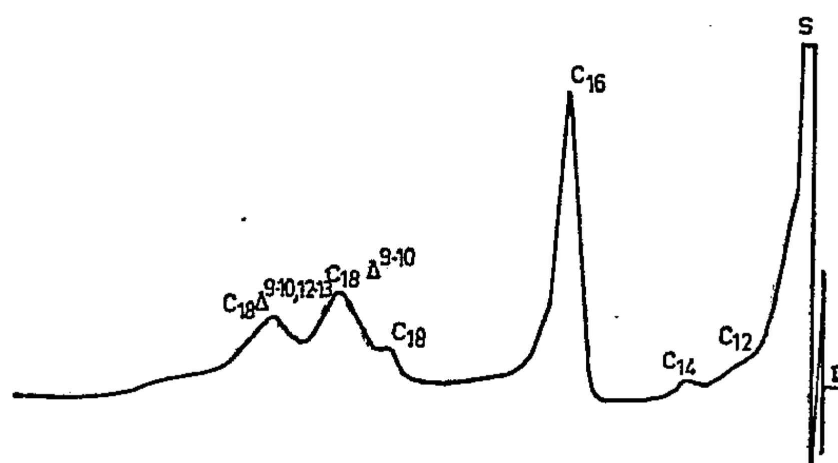


Fig. 2. — Début d'un chromatogramme obtenu à 220° C. Phase stationnaire : réoplex 400. Gaz porteur : hélium. I, injection; S, solvant.

acides *stéarique*, *oléique* et *linoléique* formant respectivement 9,9, 52,7 et 37,3 % de la quantité totale d'acides en C 18. Cette plus basse température nous a en outre permis de mettre en évidence des traces de deux acides plus légers : les acides *laurique* et *myristique*.

Conclusion. — Les acides suivants sont mis en évidence dans la cire

cuticulaire des pommes Calville blanc et dans les proportions ci-après : acides *laurique* en C 12 (moins de 1 %), *myristique* en C 14 (moins de 1 %), *palmitique* en C 16, le plus abondant (21,9 %), *stéarique* en C 18 (2,6 %), *oléique*, monoéthylénique en C 18 (13,9 %), *linoléique*, diéthylénique en C 18 (9,8 %), *arachidique* en C 20 (8,7 %), *béhénique* en C 22 (8,8 %), *lignocérique* en C 24 (5,4 %), *cérotique* en C 26 (5,1 %), *montanique* en C 28 (9,1 %) et *mélissique* en C 30 (14,3 %).

Les mêmes acides ont tous été retrouvés dans la cire cuticulaire des pommes Stayman Winesap. Nous avons obtenu, en outre, à partir de fruits entreposés dans d'autres conditions, des chromatogrammes montrant des acides nouveaux, s'ajoutant aux acides ci-dessus énumérés. Ces nouveaux acides sont actuellement étudiés.

(1) P. MAZLIAK, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 182.

(*Laboratoire de Biologie végétale, Station du Froid, Bellevue, Centre National de la Recherche Scientifique.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'acide indolacétique et de l'acide gibbérellique sur la croissance des tiges excisées* d'Equisetum arvense (*L.*). Note (*) de Mme **Germaine Hurel-Py**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Les tiges excisées de jeunes sporophytes d'*Equisetum* prélevées aseptiquement sur des prothalles de culture sont capables de croître et de se ramifier sur un milieu minéral sucré solidifié par 1,2 % de gélose (1).

Le but de ce travail est de rechercher l'action de l'acide indolacétique (AIA) et de l'acide gibbérellique (AG) sur la croissance et la ramification de ces tiges.

a. Action de l'acide indolacétique. — L'AIA a d'abord été étudié à la concentration de 10 mg par litre de milieu. Trois expériences successives ont été entreprises, de chacune environ cinq mois. Les résultats globaux sont consignés dans le tableau I.

Tableau I.

	Nombre de tiges		Accroissement total de la tige principale		Nombre total de ramifications formées.
	mises en expérience.	ayant repris.	en mm.	en nœuds.	
Témoins	31	10	84	43	34
Témoins +AIA	27	10	53	30	50

On remarquera que le pourcentage de tiges ayant poussé sur les milieux témoins est inférieur à celui qui avait été obtenu dans les premières expériences (1). Cela doit tenir au fait que les sporophytes ont été prélevés sur des prothalles cultivés depuis de nombreuses années au laboratoire et qui étaient sans doute moins vigoureux.

L'examen des résultats obtenus ne permet pas de conclure à une action de AIA sur la reprise de la végétation : s'il y en a une, elle est peu importante. Par contre, l'hétérauxine provoque la ramification des fragments de tiges (une fois et demie plus de rameaux latéraux néoformés). Inversement, la croissance de la tige principale est nettement freinée. Cette action antagoniste n'est pas due à l'auxine, et se manifeste dans les cultures témoins : l'apparition de rameaux latéraux ralentit et souvent bloque l'allongement de la tige qui les porte.

D'autres concentrations d'AIA ont été étudiées, inférieures ou supérieures à 10 mg/l. Malheureusement, la difficulté d'obtenir un grand nombre de sporophytes n'a pas permis de répéter plusieurs fois les expériences.

Les résultats consignés dans le tableau II ne sont donc donnés qu'à titre indicatif. La seule conclusion qu'on peut en tirer, c'est l'action sur la reprise de la végétation de l'AIA à 1 mg/l. Il faut noter aussi que les

deux tiges qui se sont accrues sur 100 mg d'AIA l'ont fait beaucoup plus tardivement que sur le milieu témoin et que leurs ramifications étaient vert pâle, avec des entre-nœuds courts.

TABLEAU II.

	Nombre de tiges		Accroissement moyen de la tige principale		Nombre moyen de ramifications.
	mises en expérience.	ayant repris.	en mm.	en nœuds.	
Témoins	9	4	5,5	2,5	2,75
Témoins + 0,1 mg AIA	11	5	5,2	2,2	1
Témoins	13	4	2,75	2	5,25
Témoins + 1 mg AIA	9	6	2,3	1,3	2,2
Témoins	9	2	25,5 (*)	12,5 (*)	1
Témoins + 100 mg AIA	9	2	5	4,5	1

(*) Ce résultat, qui paraît aberrant, est dû au fait qu'une des deux tiges ayant repris s'était beaucoup accrue.

Connaissant l'allongement total des cultures (allongement des tiges principales augmenté des ramifications) et le nombre total de nœuds néoformés, on peut obtenir la longueur moyenne des entre-nœuds néoformés. Ces résultats sont exprimés dans le tableau III.

TABLEAU III.

Longueur moyenne, en millimètres, des entre-nœuds néoformés.

Témoins	2	(86:34)	Témoins	2	(80:39)
+ 0,1 mg AIA	3,4	(60:18)	+ 1 mg AIA	2,2	(164:74)
Témoins	1,9	(269:141)			
+ 10 mg AIA	2,2	(168:76)			

Les chiffres entre parenthèses indiquent : le 1er la longueur totale mesurée, le 2e le nombre de nœuds correspondant.

Si les différences ne sont pas significatives lorsqu'il s'agit des concentrations de 1 mg et 10 mg/l, par contre il est très net que les nœuds néoformés sont plus longs lorsqu'on cultive les fragments de tiges sur 0,1 mg d'AIA.

b. Action de l'acide gibbérellique. — Il a été employé aux doses de 0,5, 1 et 10 mg/l après autoclavage. A 0,5 mg/l, deux tiges sur neuf expérimentées se sont légèrement développées, mais avec un retard de plus d'un mois sur les cultures témoins. Le phénomène est comparable à celui obtenu avec 100 mg d'auxine par litre. La croissance ayant débuté tardivement, l'allongement est très inférieur à celui des témoins : 5 nœuds néoformés : allongement 5,5 mm contre 12 nœuds néoformés : allongement 25,5 mm. Ici encore, les entre-nœuds sont beaucoup plus courts que sur le milieu témoin. Il ne s'est produit aucune ramification.

Aux concentrations de 1 et 10 mg/l, l'AG bloque toute croissance des fragments de tiges placés sur lui. Deux expériences successives ont été

tentées, de neuf échantillons chacune. Elles ont toutes deux été négatives. Cependant les tiges plantées dans ces milieux se nécrosent peu, et plus de trois mois après le début de l'expérience un certain nombre demeurent vertes. Nous les avons alors transplantées sur du milieu témoin pour voir si elles avaient gardé la propriété de s'allonger. Parmi les neuf tiges plantées le 5 janvier 1959 sur le milieu renfermant 1 mg d'AG, huit paraissant encore vivantes le 13 avril 1959 ont été transportées telles quelles sur milieu témoin. Le 20 mai 1959, deux s'étaient accrues mais aucune ne s'était encore ramifiée (nœuds néoformés, 7; longueur, 11 mm). Aux mêmes dates, cinq tiges paraissant encore vivantes sur les milieux renfermant de l'AG à 10 mg/l ont été transportées sur milieu témoin. Une seule a repris; son extrémité s'est desséchée; mais elle a donné deux ramifications, dont une de 11 mm de longueur.

Conclusion. — L'AIA a des actions différentes sur les tiges excisées d'*Equisetum* selon les concentrations auxquelles il est ajouté dans le milieu. A la faible dose de 0,1 mg/l, il agit sur le développement des entre-nœuds néoformés qui sont nettement plus longs que sur les milieux témoins. La concentration de 1 mg paraît favoriser la reprise de la végétation. A 10 mg il provoque une augmentation très nette de la ramification. A 100 mg, par contre, les cultures se développent moins bien que sans auxine.

L'AG ajouté à raison de 0,5 mg/l provoque des effets analogues à ceux obtenus sur les milieux renfermant 100 mg d'auxine : retard de la croissance, entre-nœuds courts. A plus fortes doses, il bloque tout développement des tiges qui demeurent cependant vivantes et capables de reprendre leur développement si l'on supprime l'AG du milieu.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) G. Hurel-Py, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1487.

(*Laboratoire de Biologie végétale, V Sorbonne.*)

HISTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action du froid sur les tubercules de Pommes de terre.* Note de M[lle] **Jeannine Fourré**, présentée par M. Roger Gautheret.

La méthode conductimétrique a permis d'apprécier la résistance au froid des cellules de Pommes de terre. Des phénomènes de surfusion à l'intérieur des tissus ont pu être observés pour certaines températures.

Nous avons montré dans une Note précédente (1) que la mesure de la résistance électrique des tissus de Betterave permet de déterminer, à tout moment, la proportion des cellules mortes dans ces tissus. Nous avons essayé d'étendre cette méthode à l'étude de l'action des basses températures sur les tubercules de Pommes de terre.

Les expériences faites au printemps 1959 sur des « Pommes de terre nouvelles », consistaient à placer des tubercules dans des pièces à températures échelonnées entre — 3 et — 14° C. Toutes les heures des échantillons composés de trois pommes de terre étaient sortis des chambres froides, réchauffés à la température du laboratoire, et soumis à des mesures conductimétriques.

L'examen des résultats exprimés par le graphique ci-dessus montre qu'à — 3° C la mort des tissus est tardive mais brutale; mais lorsque la température s'abaisse, elle devient plus progressive.

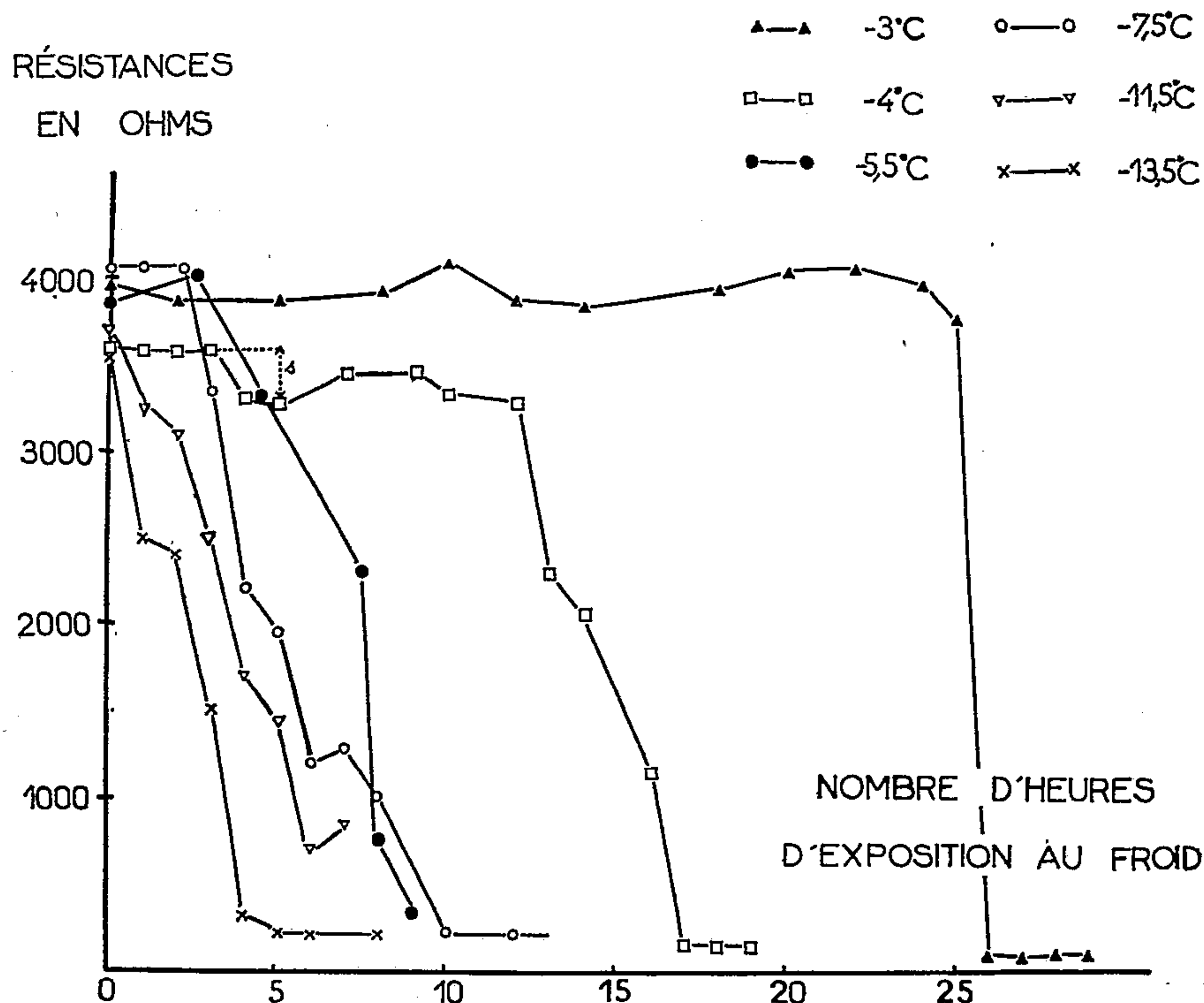
Si les tubercules sont soumis à — 4° C, on observe un palier comme à — 3° C; mais celui-ci ne dure que 3 h; il se produit alors une baisse faible mais cependant significative de la résistance, à laquelle fait suite un nouveau palier dont la durée est de l'ordre de 7 h. La baisse de résistance ne correspond pas à la mort des cellules. Le second palier présente des irrégularités non significatives dues à des variations individuelles. Finalement on enregistre, à partir de la 13e heure, une baisse très importante de la résistance, baisse qui correspond à la mort des cellules.

Le fait que les courbes conductimétriques obtenues avec des tubercules ayant été soumis à — 3 et — 4° C présentaient des paliers suivis de chutes plus ou moins brusques, suggérait que les cellules devaient être le siège de phénomène de surfusion. Nous avons entrepris de faire cesser celle-ci en introduisant des cristaux de glace dans les tissus. Ces cristaux de glace étaient obtenus en refroidissant des tubes capillaires remplis d'eau et ces tubes capillaires étaient ensuite enfoncés dans les tubercules.

Ces expériences furent réalisées au début de l'hiver, sur des pommes de terre ayant été conservées en silo (var. Morgane) (2).

Les tubercules furent placés pendant 21 h dans une chambre à température constante réglée à — 4,5° C. Quelques-uns n'ont subi aucun autre traitement; d'autres ont reçu des cristaux de glace dès la mise en chambre

froide; enfin, dans le cas de certains tubercules, l'introduction de cristaux de glace fut pratiquée 2, 3, 4, 6 ou 7 h après le début du traitement thermique.



Action du froid sur la résistance électrique des tissus de Pommes de terre : pour des températures de l'ordre de — 3 et — 4° C il se produit des phénomènes de surfusion qui se manifestent par des paliers des courbes correspondantes.

s correspond à une chute légère de la résistivité qui est cependant significative (probabilité de 95 %). Les chutes plus importantes sont évidemment significatives.

Après avoir séjourné en tout 21 h à — 4,5° C, tous les tubercules furent réchauffés à la température du laboratoire et soumis aux déterminations conductimétriques : les résultats de ces déterminations sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Mise en évidence de phénomènes de surfusion dans des pommes de terre traitées par le froid.

Les valeurs contenues dans ce tableau indiquent la résistance moyenne de tranches de Pommes de terre de 1,5 cm d'épaisseur, prélevées sur des tubercules ayant été maintenus pendant 21 h à — 4,5° C.

Témoins n'ayant pas reçu de glace.	Introduction de glace dans les tubercules.					
	Au début de l'épreuve.	Après 2 h.	Après 3 h.	Après 4 h.	Après 6 h.	Après 7 h.
4 357 Ω........	4 436 Ω	3 840 Ω	3 845 Ω	3 852 Ω	887 Ω	900 Ω

L'examen de ce tableau montre que l'introduction de la glace est sans

action sur la résistance des tissus de Pommes de terre n'ayant pas encore séjourné au froid. Par contre, si les tubercules ont subi l'action du froid pendant 2, 3 ou 4 h, la résistance électrique de leurs tissus est réduite de façon sensible : l'analyse statistique des résultats a montré que cette baisse était hautement significative; cependant, des observations vitales ont établi que les cellules demeuraient vivantes. Enfin si les tubercules avaient été exposées au froid pendant au moins 6 h, le traitement par de la glace provoquait la mort globale des cellules.

Ces résultats indiquent que deux phénomènes de surfusion se sont installés, l'un avant 2 h, l'autre entre 4 et 6 h d'action du froid. On doit alors admettre que les pâliers que présente la courbe de résistance de tubercules soumis à une température proche de — 5° C, résulte bien de phénomènes de surfusion puisque le seul contact de la glace avec les tissus les fait cesser.

(1) J. FOURRÉ, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 689.

(2) D'après nos observations, la résistance au froid dépend de la variété et de l'état de développement des tubercules. C'est pourquoi les résultats obtenus au printemps sur les « Pommes de terre nouvelles » et consignés dans le graphique, ne coïncident pas toujours avec ceux du tableau correspondant à des Pommes de terre (var. Morgane) ayant été conservées en silo et utilisées pour entreprendre des expériences au début de l'hiver.

ZOOLOGIE. — *Formation régulière de mâles mûrs, de taille et d'organisation larvaire chez un Eulamellibranche commensal* (Montacuta phascolionis *Dautz.*). Note (*) de M. **Gilbert Deroux**, présentée par M. Louis Fage.

Des observations récentes précisant l'éthologie de *Montacuta phascolionis* Dautzenberg — Eulamellibranche de l'ordre des Leptonacea — commensale du *Phascolion strombi* Montagu, ont amené la découverte de mâles nains qui conservent la taille de la larve en fin d'incubation et développent un testicule occupant la majeure partie de leur masse viscérale.

L'espèce *Montacuta phascolionis*, signalée comme composante du complexe éthologique à *Phascolion strombi* Mont. par Ch. Pérez (1924, 1925), établie sur ses caractères de coquille par Dautzenberg (1925), est décrite très schématiquement par P. Pelseneer (1925) ([1]) qui montre la généralité du commensalisme dans une série de familles d'Eulamellibranches, réunies depuis dans l'ordre des Leptonacea.

La disposition des sutures palléales et, corollairement, la pénétration directe de l'eau, antérieurement et face aux palpes labiaux, sont d'autres caractères qui isolent tout l'ordre du reste des Eulamellibranches (M. L. Popham, 1940) ([2]).

Des récoltes récentes, sur des fonds variés de la baie de Morlaix jusqu'aux isobathes de 50 m confirment et complètent les renseignements précis apportés par J. M. Pérès (1937) ([3]) sur l'organisation générale, la taille et la fréquence de *Montacuta phascolionis* Dautz. dans l'association à *Phascolion*. Chaque coquille-abri de l'association, quelle qu'en soit la nature originelle, les dimensions ou le gisement, contient, le plus souvent, trois classes d'âges, définies par le nombre des filaments branchiaux.

1° Des adultes de 3,5 à 4,5 mm (rarement 5 mm), avec 30 à 35 filaments branchiaux, sont peu nombreux et souvent même réduits à un seul individu. Les ovaires sont actifs et, si les testicules sont gonflés, on retrouve la description de J. M. Pérès; mais ils sont souvent peu visibles et toujours très petits en comparaison des zones spermatiques des gonades mixtes d'autres espèces du genre. C'est dans l'espace branchial interfolliaire des plus gros animaux de cette catégorie qu'on récolte des larves en incubation (au maximum une trentaine à la fois).

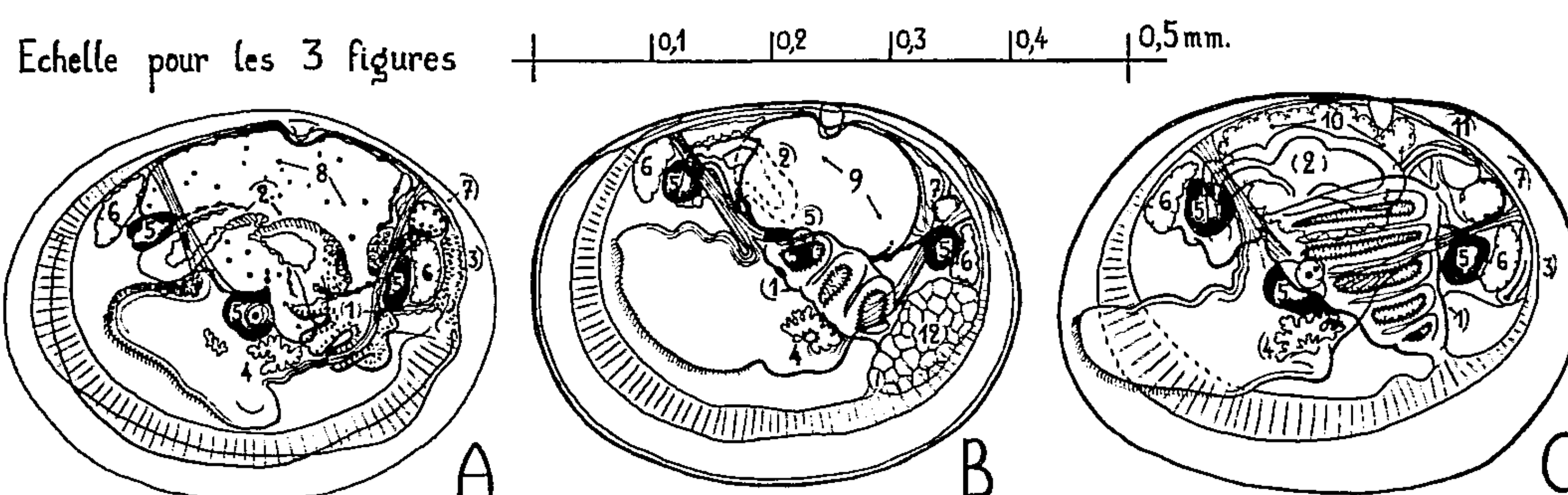
2° Les animaux plus jeunes, tous du même âge, ou quelquefois répartis en deux, exceptionnellement trois, classes d'âge, sont plus abondants et leurs états de développement varient d'une coquille-abri à une autre. Les plus jeunes animaux trouvés dans cette position possédaient déjà 12 filaments branchiaux. Aucune activité spéciale n'est décelable à l'emplacement de la gonade avant l'apparition des quinzièmes ou même vingtièmes filaments.

3° La classe des tailles et des âges les plus petits semble être présente

au cours d'une grande partie de l'année (récoltes en avril et juin, puis en novembre, janvier et février) et compte, au moins, deux ou trois individus, quelquefois plus d'une dizaine. Déjà signalée par J. M. Pérès, leur taille est voisine de celle de la protoconque des larves en fin d'incubation (0,35 à 0,50 mm dans le grand axe). On distingue, *in situ*, assez facilement deux types :

— des post-larves normales, transparentes qui tendent rapidement à passer de la forme régulièrement ovale de la protoconque à un profil plus trapézoïdal qui annonce le contour nettement quadrangulaire de l'adulte;

— d'autres, où le contour reste celui de la protoconque sont, en grande partie opaques en lumière transmise, ou largement tachées de blanc brillant en lumière incidente. L'écrasement sur lame des plus opaques d'entre elles



A, larve incubée, prête à sortir; B, mâle nain à testicule mûr et d'un volume moyen; C, jeune, libre, à cinq filaments branchiaux.

1, branchie ou ébauche branchiale; 2, tube digestif antérieur (œsophage, estomac, cæcum du stylet); 3, ébauche rectale (dédifférenciée chez le ♂ nain); 4, glandes et appareil byssogènes; 5, ganglions cérébroïdes, viscéraux et pédieux avec les statocystes; 6, muscles adducteurs des valves; 7, complexe réno-péricardique; 8, masse vitelline non différenciée; 9, masse centrale du testicule (des expansions latérales sous le manteau ne sont pas figurées); 10, hépatopancréas; 11, formation de l'intestin postérieur sous la paroi péricardique; 12, formation pariétale postérieure, à grosses cellules, propre aux ♂ nains.

libère une masse importante de gros spermatozoïdes, reconnaissables même aux grossissements des loupes binoculaires. L'histologie montre que la masse blanche et opaque qui remplit la majeure partie de l'espace viscéral est un testicule où tous les éléments sont au même stade de la spermatogenèse. Ce sont des mâles nains probablement fonctionnels une seule fois.

Les dessins montrent les différences anatomiques, immédiatement décelables, des post-larves normales et des mâles nains, d'une part, avec les larves en fin d'incubation, d'autre part.

Les post-larves normales accroissent rapidement le nombre de leurs filaments branchiaux et le périmètre de leurs valves (le tracé primitif restant longtemps marqué d'un sillon); elles différencient par prolifération autour de l'estomac un volumineux hépatopancréas qui remplace peu à peu l'espace libéré par l'utilisation du matériel vitellin, et elles complètent leur

intestin par la jonction du rectum avec la partie pylorique du tube digestif et par le creusement de la lumière œsophagienne.

Les mâles nains épaississent les valves de la protoconque inchangée et, pour la plupart, conservent les trois filaments branchiaux primitifs, simplement renforcés par une armature conjonctive distinctement colorable. Le testicule, dans les cas les plus nets, se substitue en volume à la masse vitelline indifférenciée de la larve juste libérée et l'hépatopancréas ne se forme pas. Les cavités déjà creusées dans la larve au niveau de l'estomac, du cæcum du stylet et du débouché pylorique différencient leurs parois; mais l'intestin, bloqué antérieurement, ne se complète pas : on ne distingue ni rectum, ni lumière nette dans un œsophage informe.

Cependant sur 9 ♂ nains, fixés et colorés, qui servent de base à cette comparaison, il en est 3 dont la différenciation viscérale est plus poussée et qui développent un ou deux bourgeons branchiaux supplémentaires. Il est remarquable dans ces cas que le volume du testicule soit réduit d'autant plus que les autres ébauches sont plus développées; on trouve notamment un tout petit massif testiculaire chez un individu à cinq filaments branchiaux et pourvu d'un hépatopancréas d'autant plus important.

Or, les plus avancées des larves en incubation montrent très nettement trois bourgeons de filaments branchiaux en trois petits massifs cellulaires alignés le long de l'ébauche de l'axe cténidien, elle-même tendue en ligne droite de la partie postérieure du pied à la base du muscle adducteur postérieur des valves. Puisque tous les échantillons qui ont fourni des spermatozoïdes achevés et mobiles avaient des testicules très volumineux et jamais plus de trois filaments branchiaux, on peut supposer l'existence, chez la larve en fin d'incubation, d'une susceptibilité à l'évolution spermatique, très grande au départ, qui diminuerait rapidement en fonction de la différenciation, pour disparaître au-delà d'un degré donné d'utilisation du matériel embryonnaire.

Montacuta phascolionis Dautz. est plus confinée par le mode de vie de son hôte que d'autres espèces du genre liées à des animaux relativement libres [*Montacuta* (*Epilepton*) *clarkiæ* des *Golfingia*, *Montacuta* (*Tellimya*) *ferruginosa* des *Echinocardium*, etc.]. La présence de mâles nains d'appoint dans son cycle sexuel étend aux Lamellibranches un caractère déjà commun à d'autres animaux confinés, fixés ou parasites, à travers tout le règne animal.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) P. Pelseneer, *Travaux Stat. Biol. Wimereux*, 9, 1925, p. 166.

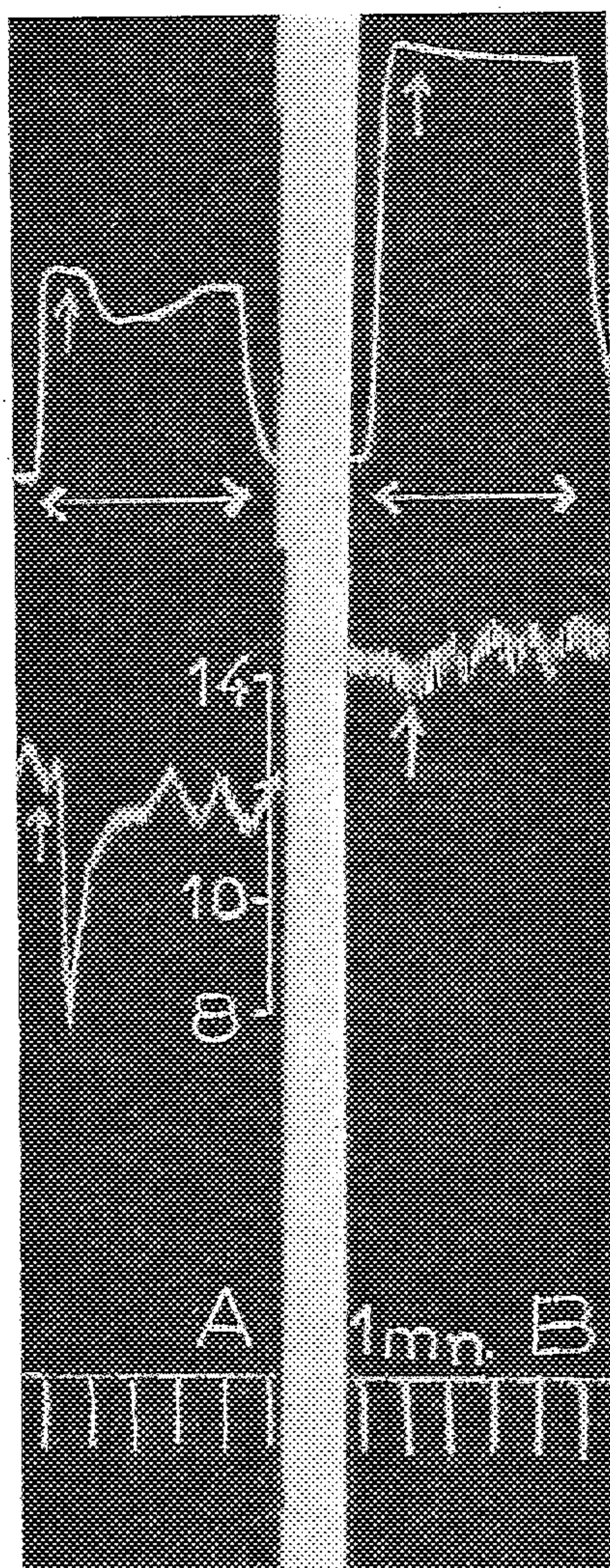
(2) M. L. Popham, *J. Mar. biol. Assoc.*, 24, 1940, p. 549.

(3) J. M. Pérès, *Travaux Stat. Biol. Roscoff*, 15, 1957, p. 5.

(*Station Biologique de Roscoff.*)

PHYSIOLOGIE. — *Présence de récepteurs adrénergiques β dans la membrane nictitante du Chat.* Note (*) de M. Henri Schmitt et Mme Hélène Schmitt, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Selon Ahlquist ([1]), les récepteurs adrénergiques de la membrane nictitante du Chat sont des récepteurs α : les sympathicolytiques abolissent, en effet, la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'adré-



Chat ♀ 2 200 kg, 0,035 g par kilogramme de pentobarbital.
1re ligne : Contractions de la membrane nictitante.
2e » : Pression artérielle.
3e » : Temps en minutes.
En ↔, excitation supramaximale de la chaîne sympathique (10 V, 3 c/s, 2 ms).
A la flèche, injection de 5 μg d'isoprénaline.
Entre A et B, injection de 5 mg par kilogramme de dichloroisoprotérénol.
En A : Chute du tonus de la membrane nictitante provoquée par l'isoprénaline.
En B : Accroissement de la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'excitation de la chaîne sympathique et inhibition des effets de l'isoprénaline.

naline. Toutefois, Thompson (²) signale que l'isoprénaline relâche la membrane nictitante isolée préalablement contractée.

Au cours de nos recherches, nous avons constaté que, chez le Chat, anesthésié au pentobarbital (0,035 g/kg I. P.), le dichloroisoprotérénol, inhibiteur spécifique des récepteurs β (³), accroît, aux doses de 5 à 10 mg/kg, la contraction de la membrane nictitante provoquée par l'adrénaline, la noradrénaline et l'excitation électrique de la chaîne sympathique cervicale. Cette potentialisation des réactions sur les récepteurs semble résulter d'une inhibition de réactions sur d'autres récepteurs, vraisemblablement les récepteurs β. En effet, l'injection de 2 à 5 μg d'isoprénaline, excitant spécifique des récepteurs β, durant la contraction provoquée soit par l'adrénaline soit par l'excitation continue de la chaîne sympathique cervicale, provoque une relaxation brusque de la membrane nictitante. Cette réaction est abolie par l'injection préalable de 5 à 10 mg/kg de dichloroisoprotérénol.

La présence des récepteurs adrénergiques β n'est donc pas limitée aux vaisseaux, aux bronches et au cœur, comme l'avait admis Ahlquist (¹) en 1948. Tout récemment, cet auteur a démontré leur existence dans l'intestin et la rate du Chien (⁴), (⁵). Nous décrivons ici des expériences prouvant que la membrane nictitante en est également pourvue.

(*) Séance du 14 mars 1960.
(¹) R. P. Ahlquist, *Amer. J. Physiol.*, 153, 1948, p. 586.
(²) J. W. Thompson, *J. Physiol.*, 46, 1958, p. 72.
(³) C. E. Powell et I. H. V. Slater, *J. Pharmacol. exp. Therap.*, 122, 1958, p. 480.
(⁴) R. P. Ahlquist et B. Lévy, *J. Pharmacol. exp. Therap.*, 127, 1959, p. 146.
(⁵) R. S. Mac Cutcheon et R. P. Ahlquist, *J. Amer. pharm. Assoc.* 48, 1959, p. 647.

(*Laboratoire de Thérapeutique de la Faculté de Médecine de Paris.*)

HISTOPHYSIOLOGIE. — *La conservation des spermatozoïdes et les particularités histophysiologiques du réceptacle séminal chez la Salamandre* Salamandra salamandra tæniata. Note (*) de M. **Jean Joly**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le réceptacle séminal de la Salamandre tachetée est composé de tubules dont les cellules épithéliales sécrètent un mucopolysaccharide très acide. Les têtes des spermatozoïdes pénètrent dans le cytoplasme de ces cellules sans y provoquer de réaction visible. Ce phénomène peut expliquer la longue survie des éléments germinaux mâles dans les voies génitales femelles où ils restent fécondants pendant plusieurs années.

Leydig ([1]) a décrit pour la première fois le réceptacle séminal des Amphibiens Urodèles, mais sans comprendre la fonction des tubules qui composent cet organe. C'est von Siebold ([2]) qui a remarqué la présence de spermatozoïdes dans la lumière de ces tubes qui s'ouvrent au niveau de la paroi dorsale du cloaque de la femelle. Kingsbury ([3]) a étudié l'anatomie comparée des réceptacles séminaux de quelques espèces américaines et résume les travaux antérieurs en relation avec ce sujet, dus à Blanchard ([4]), Jordan ([5]) et Stieda ([6]). Plus récemment, Kœhring ([7]) a décrit l'anatomie histologique et le développement du receptaculum seminis chez *Eurycea bislineata*, et Dieckmann ([8]) a fait de même pour *Gyrinophilus*. Francis ([9]) précise la morphologie de cet organe dans son remarquable Ouvrage sur l'anatomie de la Salamandre. Enfin, Wahlert ([10]), ([11]) décrit avec soin l'anatomie comparée des cloaques chez les Salamandridés. Ce rapide aperçu bibliographique montre que, si l'anatomie de l'organe est désormais bien connue, les auteurs se sont peu préoccupés de sa cytologie et de sa physiologie.

Baylis ([12]) a montré la possibilité pour une femelle de Salamandre tachetée, élevée isolément, de donner naissance à plusieurs portées successives et d'être encore féconde après un accouplement remontant à plus de deux ans et demi. Nous avons vérifié la réalité de ce phénomène, qui se retrouve d'ailleurs chez plusieurs Reptiles [Woodward ([13]), Kopstein ([14]), Haines ([15]), Fox ([16]), Saint-Girons ([17])]. Ces observations posent le problème de la survie des spermatozoïdes dans les voies génitales femelles, déjà étudié chez un Mammifère, la Pipistrelle, par Courrier ([18]), ([19]), qui a démontré le rôle nourricier de la sécrétion utérine à l'égard des spermatozoïdes.

La région cloacale de vingt-trois femelles de Salamandres, dont cinq étaient immatures et sub-adultes, a été prélevée moins de 24 h après la capture et fixée par les liquides de Bouin, ou de Regaud (avec ou sans postchromisation) ou de Maximov. Après inclusion à la paraffine, les pièces ont été débitées en coupes de 5 et 7,5 μ et colorées à titre de méthodes

générales par le trichrome en un temps de Gabe et Martoja [20] et l'hématoxyline au fer de Regaud.

Les tubes en doigt de gant dont se compose l'organe sont plus ou moins contournés; un tissu conjonctif contenant de nombreuses fibres lisses les entoure. Une membrane basale Hotchkiss-positive sépare ce conjonctif de l'épithélium cylindrique à cellules, hautes de 20 à 60 μ en moyenne, bordées par une très courte ciliature. Ces cellules sont pourvues d'un grand noyau clair, situé le plus souvent près de la basale, tandis que la région apicale contient un produit de sécrétion granuleux, spécialement abondant à certains stades et présentant des images d'extrusion avec disparition de la ciliature. Le produit de sécrétion donne la réaction à l'acide periodique-Schiff, même après traitement à la diastase du malt. La méthode de Mann au bleu de méthyle-éosine lui confère une teinte bleue. Sa coloration métachromatique au bleu de toluidine ainsi que son affinité pour le bleu alcian et la fuchsine paraldéhyde sans oxydation préalable, démontrent qu'il s'agit d'un mucopolysaccharide très acide. Le cytoplasme est, en outre, pourvu de fines mitochondries décelables par la fuchsine d'Altmann et l'hématoxyline au fer de Regaud, localisées près de la basale et en bordure de la zone sécrétrice apicale. Des coupes au microtome à congélation, après fixation au formol salé, ont montré l'absence quasi totale de lipides figurés colorables au noir Soudan.

Les culs-de-sac glandulaires s'individualisent peu après la métamorphose et leurs cellules commencent à sécréter discrètement dès la deuxième année pour atteindre leur plein développement lors de la maturité sexuelle, à l'âge de quatre ans. Une femelle adulte vierge (maintenue en élevage depuis sa naissance) montre que la sécrétion est également active en l'absence de spermatozoïdes.

Dans le département de la Sarthe, d'où proviennent les spécimens étudiés, l'accouplement a lieu de septembre à novembre, en général, souvent au cours de la gestation. Les femelles fraîchement fécondées présentent un grand nombre de spermatozoïdes dans la lumière et les replis du cloaque mélangés à des cellules desquamées de l'épithélium cloacal, dans lequel un grand nombre de spermatozoïdes pénètrent et sont phagocytés. (Une coupe du spermatophore montre sa structure muqueuse et l'absence quasi totale de cellules du mâle accompagnant le sperme.) Les spermatozoïdes ont pénétré en grand nombre dans le réceptacle séminal et sont disposés en faisceaux, la tête vers le fond des tubes, cette disposition persiste durant toute l'année, on la retrouve chez toutes les femelles capturées dans la nature. Fait important, les têtes de ces spermatozoïdes sont, dans l'immense majorité des cas, enfoncées au moins en partie dans les cellules glandulaires décrites plus haut. Ces têtes, très allongées traversent souvent plusieurs cellules, contournant les noyaux auxquels elles impriment parfois de profonds sillons. Les acrosomes vont dans de nombreux cas s'implanter dans la sous-muqueuse conjonctive

elle-même. Tous les spermatozoïdes sont en bon état et présentent une réaction de Feulgen positive. Les parties caudales des spermatozoïdes restent dans la lumière, baignant dans le produit de sécrétion des cellules épithéliales. Le plus souvent, les cellules ne présentent aucune réaction visible à l'intrusion des spermatozoïdes. Celle-ci est certainement active comme en fait foi le nombre de parois cellulaires traversées. Toutefois, lorsqu'une cellule contient plus d'une dizaine de têtes de spermatozoïdes, son cytoplasme donne des signes de dégénérescence (sa taille diminue et il arrive que le noyau devienne pycnotique).

On ne peut s'empêcher de remarquer la ressemblance fonctionnelle de ces éléments avec les cellules de Sertoli du testicule. La longue survie des éléments germinaux mâles pourrait s'expliquer, en partie du moins, par cette structure particulière propre, semble-t-il, à assurer leur nourriture.

Le problème du mode de fécondation reste posé : comment les spermatozoïdes quittent-ils le réceptacle séminal pour remonter dans l'appareil génital à la rencontre des ovules ? Il est permis d'envisager l'hypothèse selon laquelle un changement du chimiotactisme interviendrait accompagné peut-être d'une contraction des muscles lisses qui entourent l'organe.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) F. Leydig, *Anatomisch-Histologische Untersuchungen über Fische und Reptilien*, Berlin, 1853, 120 pages.
(2) C. von Siebold, *Z. wiss. Zool.*, 9, 1858, p. 463-495.
(3) B. F. Kingsbury, *Proc. Amer. Micr. Soc.*, 17, 1895, p. 261-304.
(4) R. Blanchard, *Zool. Anz.*, 4, 1881, p. 9-14 et 34-39.
(5) E. O. Jordan, *J. Morph.*, 5, 1891, p. 263-270.
(6) A. Stieda, *Ueber Kloake und Receptaculum seminis der weiblichen Urodelen*, Diss. Königsberg, 1891.
(7) V. Kœhring, *Biol. Bull.*, 49, 1925, p. 250-266.
(8) J. M. Dieckmann, *Biol. Bull.*, 53, 1927, p. 258-281.
(9) E. Francis, *The Anatomy of the Salamander*, Oxford, 1934.
(10) G. V. Wahlert, *Vhdlg. Anat. Ges.*, 48, 1951.
(11) G. V. Wahlert, *Zool. Jb. (Anat.)*, 73, 1953, p. 273-324.
(12) H. A. Baylis, *Proc. Zool. Soc. London*, série A, 109, 1939, p. 243.
(13) S. F. Woodward, *Proc. Zool. Soc. London*, 1933, p. 189-190.
(14) F. Kopstein, *Bull. Raffles. Mus.*, 14, 1938, p. 81-167.
(15) T. P. Haines, *Copeia*, 1940, p. 116-118.
(16) W. Fox, *Anat. Rec.*, 124, n° 3, 1956, p. 519-533.
(17) H. Saint-Girons, *Bull. Biol.*, 91, n° 3, 1957, p. 284-350.
(18) R. Courrier, *C. R. Soc. Biol.*, 83, 1920, p. 243-244.
(19) R. Courrier, *C. R. Soc. Biol.*, 84, 1921, p. 572-574.
(20) M. Gabe et M. Martoja-Pierson, *Bull. Micro. appl.*, 7, 1957, p. 80-83.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés*, 105, *boulevard Raspail, Paris*, 6e.)

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Variations du magnésium sérique (en relation avec le caractère anadrome ou catadrome de la migration) chez un Crustacé Décapode* Eriocheir sinensis *H. M. Edw.* Note (*) de Mlle **Monique de Leersnyder**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Chez l'*Eriocheir sinensis* adulte, le taux du magnésium sérique est moins élevé au moment de la remontée vers l'eau douce qu'à celui de la descente vers la mer; le taux du calcium sérique ne semble pas modifié.

L'*Eriocheir sinensis* est un crabe d'eau douce qui descend vers la mer en automne pour la reproduction et chercher à remonter vers l'eau douce au printemps. La composition minérale du sang et de l'urine de l'*Eriocheir sinensis* a été étudiée par Scholles (1) dans des milieux de salinités différentes, en laboratoire. Il nous a semblé intéressant de reprendre cette étude en relation avec les migrations de l'espèce, malgré les difficultés pratiques de capture des crabes. Dans le présent travail, nous nous sommes limités à déterminer les teneurs en calcium et en magnésium sérique, d'abord chez des migrateurs adultes capturés à l'automne lors de leur descente en mer, puis chez d'autres migrateurs adultes capturés six mois plus tard alors qu'ils se dirigent vers les eaux saumâtres. Les sérums sont prélevés sur des animaux soumis à des conditions semblables de salinité afin que les variations obtenues soient significatives.

Matériel et méthodes. — Les *Eriocheir* de descente sont capturés à Ijmuiden, dans le « Noordzeekanaal » qui relie Amsterdam à la mer, en octobre et novembre 1959 (2). Les eaux du Noordzeekanaal sont stratifiées en couches de différentes salinités (3); la salinité est assez faible aux endroits de capture (11,2 ‰ NaCl); en conséquence, les animaux ne sont pas sacrifiés sur le terrain, mais après une période de dix jours en eau de mer renouvelée (32,03 ‰ NaCl; 10,05 mMol/l Ca; 50,57 mMol/l Mg). Les *Eriocheir* de remontée ont été capturés à Gravelines, dans l'estuaire de l'Aa, en mai et juin 1959; la salinité des eaux étant voisine de celle de l'eau de mer (à marée haute, 32,17 ‰ NaCl avec un taux de calcium de 10,15 mMol/l et un taux de magnésium de 52,45 mMol/l; à marée basse 21,94 ‰ NaCl avec un taux de calcium de 7,96 mMol/l et un taux de magnésium de 34,84 mMol/l) les animaux sont sacrifiés sur le terrain. Comme l'*Eriocheir* est un hôte récent de nos eaux européennes (4), nous pouvons admettre que les populations sont identiques à Gravelines et à Ijmuiden.

Le sang est obtenu par incision des pattes; il est fortement agité pour briser le coagulat en formation et enfin centrifugé afin de recueillir le sérum.

Le calcium est dosé en présence de l'indicateur de Patton et Reeder (5) suivant la méthode de Tronchet (6). L'ensemble du calcium et du

magnésium est dosé en présence du noir ériochrome T suivant la méthode de Badinand et Winicki (7) avec adjonction de cyanure de sodium à la solution tampon. Le magnésium est obtenu par différence. Les déterminations sont doubles.

Résultats. — Les analyses portent sur 57 crabes : 33 individus (14 mâles et 19 femelles) de descente; 24 individus (21 mâles et 3 femelles) de remontée. Les résultats sont exposés dans le tableau ci-dessous. (De légères différences constatées entre les sexes — différences actuellement sans valeur statistique — n'influent pas sur ces résultats.)

	Taux moyen du calcium sérique (mMol/l).	Erreur standard.	Limites fiduciaires de la moyenne au seuil de 5 %.	Taux moyen du magnésium sérique (mMol/l).	Erreur standard.	Limites fiduciaires de la moyenne au seuil de 5 %.
Eriocheir de descente...	15,69	0,28	15,13-16,25	19,21	0,62	17,97-20,45
» de remontée..	15,93	0,36	15,18-16,68	9,96	0,47	8,98-10,94

Le taux du calcium sérique ne semble pas modifié chez les *Eriocheir* de remontée (15,93 mMol/l) par rapport aux animaux de descente (15,69 mMol/l); par contre, le taux du magnésium sérique est nettement abaissé (9,96 mMol/l au lieu de 19,21 mMol/l); ce taux de 9,96 mMol/l est encore nettement supérieur à celui des animaux matures qui n'ont pas encore quitté les eaux douces (5 mMol/l). Cette diminution du magnésium sérique chez les *Eriocheir* de remontée capturés dans une eau riche en magnésium pose un problème que nous essaierons de résoudre ultérieurement.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) W. SCHOLLES, *Z. Vergl. Physiol.*, 19, 1933, p. 522-554.

(2) Ces animaux nous ont été procurés par M. le Docteur Korringa, directeur du Rijksinstituut voor Visserij Onderzoek à Ijmuiden.

(3) N. L. WIBAUT-ISEBREE MOENS, *Acta Hydrobiol. Hydrograph. et Protistol.*, 11, nos 3-4, 1958, p. 275-298.

(4) H. HŒSTLANDT, *Ann. Inst. Océan.*, 24, 1948, p. 1-116.

(5) J. PATTON et W. REEDER, *Anal. Chim.*, 28, no 6, 1956, p. 1026-1028.

(6) J. TRONCHET, *Ann. Biol. Clin.*, no 7-9, 1958, p. 459-470.

(7) A. BADINAND et B. WINICKI, *Bull. Trav. Soc. Pharm. Lyon*, 2, 1958, p. 45-54.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté libre des Sciences, Lille.*)

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Utilisation des solutions de saccharose et modifications de la glycémie chez la Carpe* (Cyprinus Carpio *L.*). Note (*) de MM. **Marcel Secondat** et **René Quillier**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Chez la Carpe privée de tube digestif par opération et baignant dans une solution de saccharose, une hyperglycémie témoigne d'une hydrolyse de ce corps. Chez la Carpe normale on observe le même phénomène et l'absence de flèche hyperglycémique tardive indiquerait un défaut de métabolisation du saccharose au niveau du tube digestif.

Poursuivant nos recherches sur les modifications et la régulation de la glycémie chez la Carpe ainsi que sur les voies d'absorption des solutions nutritives, nous avons été conduits à soumettre à l'influence de solutions de saccharose, des poissons normaux ou spécialement opérés. Les techniques utilisées et le protocole expérimental sont identiques à ceux exposés dans une Note précédente [1].

Les carpes d'expérience étaient immergées pendant 1 h dans une solution à 1 % de saccharose pur, convenablement aérée. La température du milieu était de 12 à 17° C, suivant la saison. Après ce séjour les poissons, lavés à l'eau pure, étaient placés dans des aquariums à circulation d'eau continue. Les prélèvements de sang veineux étaient effectués par ponctions cardiaques. Le 1er avait lieu avant l'immersion dans la solution sucrée, le 2e après un séjour de 1 h dans celle-ci, les 3e et 4e, à 24 h d'intervalle, après retour des poissons en eau pure. Les témoins placés en eau pure étaient soumis aux mêmes manipulations. Le dosage du sucre réducteur sanguin était effectué par la méthode de Folin et Malmross. Les poissons opérés avaient subi, 4 semaines avant l'expérience, une section du tube digestif pratiquée au niveau de l'œsophage entre deux ligatures, ce qui rendait impossible toute pénétration d'eau et d'aliment par voie digestive.

Nous avons utilisé un lot de 24 carpes de 250 à 350 g à jeun depuis un mois :

1° 6 sujets témoins, dont trois carpes opérées;

2° 18 sujets immergés dans la solution de saccharose à 1 %, dont 9 carpes normales et 9 carpes opérées.

Les résultats mentionnés dans le tableau I permettent de faire les constatations suivantes :

1° Les modifications du taux du sucre réducteur sanguin accusées par les poissons plongés dans le bain sucré sont, par rapport aux résultats fournis par les témoins, significatives.

2° Ce séjour de 1 h provoque immédiatement chez les carpes opérées et chez les non opérées une très nette élévation du taux du sucre sanguin.

3° Chez les carpes opérées la glycémie cesse d'augmenter après la sortie

de l'eau sucrée, la régulation glycémique s'amorce aussitôt, et 48 h après le retour en eau pure, le taux du sucre sanguin a repris une valeur très voisine de son niveau initial. Ce phénomène est une répétition de celui observé sur des carpes opérées de la même manière et placées en eau glucosée [1].

TABLEAU I.

Carpe.	Initiale.	Glycémies en grammes pour 1 000. A la sortie du bain.	1er jour suivant.	2e jour suivant.	Saison et température de l'eau.	
		A. Carpes non opérées.				
Témoin nº 1	0,800	0,750	0,800	0,750	Mai	15°
» nº 2	0,525	0,600	0,600	0,525	Décembre	12
» nº 3	0,750	0,750	0,725	0,775	Décembre	12
nº 1	0,650	1	0,950	0,650	Mai	15
» 2	1	1,70	1	0,900	Juin	17
» 3	0,850	1,150	0,850	0,800	Juin	17
» 4	0,625	0,925	0,725	0,650	Octobre	15
» 5	0,825	1,200	0,875	0,700	Octobre	15
» 6	0,700	1,100	0,950	0,750	Octobre	15
» 7	0,500	0,750	0,550	0,475	Décembre	12
» 8	0,600	0,850	0,700	0,550	Décembre	12
» 9	0,575	0,900	0,725	0,550	Décembre	12
		B. Carpes opérées.				
Témoin nº 1	0,625	0,625	0,650	0,625	Mai	15
» nº 2	0,800	0,825	0,800	0,825	Mai	15
» nº 3	0,425	0,450	0,400	0,500	Novembre	14
nº 1	0,575	0,950	0,825	0,700	Février	12
» 2	0,800	1,200	1	0,600	Avril	12
» 3	0,750	1,100	0,825	0,625	Avril	12
» 4	0,700	1,250	0,900	0,650	Mai	14
» 5	0,800	1,250	1	0,750	Mai	14
» 6	0,475	0,825	0,650	0,500	-	
» 7	0,600	0,900	0,700	0,575	Novembre	14
» 8	0,400	1,050	0,650	0,475	Novembre	14
» 9	0,425	0,650	0,500	0,425	Novembre	14

4º Chez les carpes non opérées la régulation est identique; ces poissons ne présentent pas la montée glycémique tardive observée chez les carpes normales immergées dans une solution de glucose [1].

Ces faits peuvent être interprétés ainsi :

A. Chez tous les poissons, opérés ou non, le saccharose dissous peut être :

a. soit absorbé au niveau des branchies et dédoublé dans le sang où il libère du fructose et du glucose réducteurs;

b. soit dédoublé dans le milieu ambiant par des microorganismes, ou bien dans l'eau, ou bien au niveau des branchies.

Nous avons tenté d'élucider cette question en effectuant les expériences suivantes :

1° du sang de carpe prélevé sur héparine, est maintenu à l'obscurité à la température du laboratoire additionné ou non (échantillon témoin) d'une solution concentrée de saccharose. Le dosage des sucres réducteurs est effectué sur les deux échantillons au temps initial puis à des intervalles de 1, 2 et 24 h. Les résultats obtenus après plusieurs séries de ces expériences *in vitro* ne font ressortir aucune modification du taux du sucre sanguin; ils permettent d'infirmer la première hypothèse à moins d'admettre que le dédoublement se produit malgré tout *in vivo*;

2° d'autre part des séries de dosages effectués dans l'eau des bacs renfermant des poissons d'expérience ainsi que dans l'eau de bacs où des lots de carpes ont séjourné pendant 24 h, permettent d'affirmer qu'il n'y a pas hydrolyse préalable du saccharose dans le milieu extérieur.

B. Chez les poissons non opérés, ou bien la solution n'est pas déglutie et par conséquent ne pénètre pas dans le tractus intestinal, ou bien elle est bue et arrive dans l'intestin. Dans ce cas, il faut admettre que l'appareil digestif de la Carpe ne renferme pas d'enzyme dédoublant le saccharose. A ce point de vue Bernard ([2]), citant Vonk ([3]) et divers auteurs, note que la saccharase semble ne pas exister chez les Poissons. Toutefois, Ishida ([4]) a mis en évidence l'existence d'une invertase chez certains téléostéens qui comme la carpe sont sans estomac, mais sa localisation varie avec les espèces étudiées, elle se situerait, soit dans l'intestin ou la seule partie postérieure de celui-ci, soit dans le foie et le pancréas seulement.

En conclusion, la Carpe est capable d'utiliser le saccharose par un mécanisme qui reste à préciser, mais qui ne paraît pas jouer dans le tube digestif et qui semble se manifester au niveau des branchies.

(*) Séance du 14 mars 1960.
(1) M. SECONDAT et R. QUILLIER, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2514.
(2) H. J. VONK, *Adv. in Enzymol.*, 1, 1941, p. 371.
(3) F. BERNARD, *Trav. Labo. Hydrobiol. Pisc. Univ. Grenoble*, 43 et 44, 1951-1952.
(4) J. ISHIDA, *Annot. Zool. Jap.*, 15, 1936, p. 263-284, cité in *The Physiology of Fishes*, I. Acad. Press. Inc., New-York, 1957.

(*Station d'Hydrobiologie appliquée et de Pisciculture École Nationale Supérieure Agronomique, Toulouse.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action d'un antibiotique (la bacitracine) sur la croissance du jeune Rat hypophysectomisé* [1]. Note (*) de MM. **Louis Chedid, Fernand Boyer** et Mlle **Monique Parant**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'injection de quelques unités d'une préparation commerciale de bacitracine (un antibiotique de nature peptidique), provoque un épaississement très net du cartilage de conjugaison tibial chez le jeune Rat hypophysectomisé. Les doses mises en œuvre ne sont pas toxiques et sont trop faibles pour exercer un effet antimicrobien *in vivo*.

De très nombreux antibiotiques peuvent stimuler la croissance de jeunes animaux et cette propriété est mise à profit par les éleveurs depuis plusieurs années. Certains auteurs avaient pensé que ce phénomène était lié aux modifications de la flore intestinale, mais il semble que cette hypothèse doive être abandonnée [2], [3].

En fait le mécanisme de cette action somatotrophique n'est pas élucidé, on sait seulement qu'il ne s'agit pas d'une action apéritive et que le bénéfice pondéral ne porte pas uniquement sur la protéino-genèse [4].

Enfin, bien que la bibliographie concernant ce sujet soit extrêmement abondante, nous n'avons relevé aucune mention d'un éventuel intermédiaire hypophysaire.

Étant donné qu'il existe des extraits microbiens fongiques doués de propriétés corticomimétiques [5], nous avons recherché l'effet de croissance de la bacitracine chez le Rat hypophysectomisé.

Dick et Johansson [6] ont montré que la bacitracine, antibiotique à structure peptidique extrait de *B. Subtilis*, stimule la croissance du rat pesant 90 g, si on l'injecte par voie intra-péritonéale pendant un mois à des doses quotidiennes de l'ordre de l'unité.

Après avoir confirmé ces résultats chez l'animal normal, en injectant 5 unités de cet antibiotique par jour [7], nous avons recherché si cet effet « somatotrope » pouvait s'observer après hypophysectomie. Mais auparavant nous avons déterminé la dose toxique ainsi que la dose exerçant un effet antibactérien *in vivo*.

Ces essais ont montré que chez le Rat de 100 à 120 g la DL 50 se situe aux environs de 1 500 unités et qu'il faut injecter 500 unités par jour pendant 2 jours pour protéger 50 % des animaux infectés par un streptocoque (souche Digonnet 7) qui tue les témoins en 24 à 30 h.

Résultats chez le jeune Rat hypophysectomisé. — Des Wistars américains, de sexe mâle, provenant de chez un même éleveur, sont hypophysectomisés à l'âge de 33 jours. Dix jours plus tard, après avoir écarté les animaux qui ont grossi de plus de 8 g ou ceux dont les testicules sont descendus dans le scrotum, le traitement est commencé.

Celui-ci consiste en une injection quotidienne par voie intra-péritonéale pendant 4 ou 10 jours. 24 h après la dernière injection, différents organes sont prélevés et pesés. Les cartilages de conjugaison des tibias sont colorés et mesurés selon la méthode décrite par Greenspan et ses collaborateurs [8].

Nos critères d'hypophysectomie totale sont les suivants : les poids des surrénales et des testicules, et le contrôle histologique des selles turciques macroscopiquement vides, par des coupes sériées montées à 50 μ d'intervalle.

Nos résultats sont résumés dans le tableau suivant :

	Nombre d'animaux.	Traitement à la bacitracine.	Corps (g).	Testicules (mg).	Surrénales (mg).	Rate (mg).	Thymus (mg).	Épaisseur du cartilage.
Témoins normaux :								
âgés de 33 jours...	6	–	66	0,480	9,6	226	183	449
âgés de 53 jours...	6	–	108	1,776	21,3	401	267	293,5
Témoins hypophysectomisés.......	21	–	59,4	0,124	5,3	121	134	144,8
	26	2,5 u. × 10 jours	66,3	0,132	6	156 $p < 0{,}01$	153	166 $p < 0{,}01$
	20	5 u. × 10 jours	64,2	0,124	5,9	157,5	165 $p < 0{,}3$	182 $p < 0{,}01$ $< 0{,}02$ (*)
	8	–	53,6	0,136	5	134	–	142,6
	11	25 u. × 4 jours	56,8	0,141	5,7	127	–	168 $p < 0{,}05$

(*) $p < 0{,}02$ = probabilité d'erreur par rapport à la faible dose (2,5 unités).
Dans tous les autres cas, p est calculé par rapport aux témoins hypophysectomisés.

Ces résultats démontrent qu'il y a un épaississement du cartilage quand on injecte l'antibiotique, soit à 25 unités par jour pendant 4 jours, soit à 2,5 ou 5 unités par jour, pendant 10 jours. Dans ce dernier cas l'augmentation est proportionnelle à la dose.

Dans les expériences qui ont duré 10 jours, l'augmentation du poids de la rate est sensible avec 2,5 unités et celle du thymus à la dose de 5 unités par jour. On sait que l'augmentation du poids des organes ou du corps nécessitent des doses d'hormone de croissance beaucoup plus élevées que celles qui sont actives sur le tibia.

Enfin, cet antibiotique est sans action sur les surrénales et les testicules puisque ceux-ci sont atrophiés comme chez les témoins hypophysectomisés.

Dans la mesure ou le « test du tibia » est spécifique, l'action de la bacitracine rappelle celle de l'hormone somatotrope. Cette action est d'autant plus intéressante que la structure de cet antibiotique est connue : il s'agit en effet d'un peptide, dont la masse moléculaire est relativement faible.

Rien n'autorise cependant à affirmer que l'antibiotique soit responsable de cette action tant qu'on aura pas essayé un produit très purifié ou de synthèse.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Document retiré du pli cacheté n° 13 977 déposé le 6 juillet 1959, ouvert à la demande des auteurs le 29 février 1960.

(2) PH. DECOURT, *Presse Médicale*, 25 avril 1953, p. 625.

(3) SCHMIDT, PARKER et COUNCILL, *Antib. Chemother.*, 8, 1958, p. 327.

(4) ABRAHAM et R. JACQUOT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1563.

(5) L. CHEDID et F. BOYER, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2664.

(6) E. C. DICK et K. R. JOHANSSON, *Antib. Chemother.*, 7, 1957, p. 349.

(7) Dans nos expériences nous avons utilisé une préparation de bacitracine Pfizer titrant 59 unités/mg.

(8) F. S. GREENSPAN, C. H. LI, M. E. SIMPSON et H. M. EVANS, *Endocr.*, 45, 1949, p. 455.

(Laboratoire d'Endocrinologie du Collège de France.)

ENDOCRINOLOGIE. — *Phénomènes neurosécrétoires dans les ganglions cérébroïdes d'*Arion rufus. Note (*) de M. **Jean-Jacques Van Mol**, transmise par M. Paul Brien.

Chez *Arion rufus*, les ganglions du Mésocérébron renferment des cellules neurosécrétrices dont les axones constituent le nerf de l'artère cérébrale. Des traces de neurosécrétion se retrouvent tout le long de ce nerf jusque dans la paroi de l'artère.

Grzycki ([1]) et S. Sanchez ([2]) ont signalé la présence de cellules neurosécrétrices chez les Gastéropodes Pulmonés. Lever ([3]) en a décrit dans différents ganglions chez un Basommatophore *Ferrissia*; un groupe important de ces cellules occupe notamment la partie dorsale des lobes médians des ganglions cérébroïdes. Mais les précisions manquent jusqu'ici quant aux voies de cheminement de la neurosécrétion.

De notre côté, nous avons signalé la présence de cellules neurosécrétrices dans les ganglions buccaux d'*Arion rufus* et *A. subfuscus* ([4]).

Comme on le sait, depuis les travaux de De Nabias ([5]), de Kunze ([6]) et les précisions apportées par Schmalz ([7]) et Bang ([8]), les ganglions cérébroïdes des Gastéropodes Pulmonés Stylommatophores se caractérisent par la présence de trois lobes pairs : le Procérébron, le Mésocérébron et le Métacérébron. Les ganglions cérébroïdes droit et gauche sont réunis par une commissure transverse. En avant de cette commissure s'étendent latéralement les ganglions du Procérébron. Les lobes du Mésocérébron sont accolés dorsalement à la commissure. Leurs neurones, disposés sur plusieurs rangs, occupent la région dorsale tandis que leur neuropile ventral prend contact avec les fibres de la commissure. Enfin, les lobes du Métacérébron prolongent ventralement et vers l'arrière les lobes procérébraux : chacun d'eux constitue deux lobules situés respectivement au départ des connectifs cérébropleuraux et cérébropédieux qui forment le collier périœsophagien. Du lobule cérébropédieux partent plusieurs nerfs, à savoir d'avant vers l'arrière : le nerf labial interne, la racine commune au nerf labial médian et au nerf de l'artère cérébrale et le nerf labial externe. De cette même région sont issus également une seconde commissure cérébroïde appelée la commissure subcérébrale et enfin le connectif cérébrobuccal.

Nous avons décelé la présence de cellules neurosécrétrices dans les lobes du Mésocérébron. Elles constituent deux calottes dorsales et postérieures à la périphérie des ganglions. Ce sont des éléments d'assez grande taille; en période de sécrétion active, leur cytoplasme renferme des granules qui se colorent par le Gomori-Gabe et par le bleu Alcian après oxydation. Leurs axones sont bourrés des mêmes granules. En se réunissant, ils constituent un faisceau de fibres à direction dorsoventrale qui traverse la couche de neurones pour rejoindre le neuropile à la jonction du Procérébron

et de la commissure cérébroïde. A partir de cet endroit les traces de neurosécrétion changent d'aspect : les très petits grains contenus dans les fibres du Mésocérébron sont remplacés par des granules beaucoup plus volumineux. A partir de cet endroit les axones suivent deux directions différentes : les uns franchissent la commissure pour se diriger vers le point de jonction opposé, les autres traversent le Métacérébron et aboutissent ainsi dans le lobule cérébropédieux, d'où ils sortent pour constituer le nerf de l'artère cérébrale. Il est possible donc que certaines fibres issues des cellules neurosécrétrices se croisent au niveau de la commissure. Quant au nerf de l'artère cérébrale, nous avons pu le suivre sur tout son parcours : il se ramifie dans la trame conjonctive péricérébrale et les fins rameaux qu'il constitue ainsi aboutissent à la paroi de l'artère cérébrale. Tout le long de ce nerf existent des traces importantes de neurosécrétion qui se retrouvent sous forme de granules et de flaques alignés le long des fibrilles qui innervent la paroi vasculaire.

Il semble donc que nous ayons trouvé chez les Mollusques une voie de cheminement de la neurosécrétion vers l'appareil circulatoire semblable à celle qui existe entre la *Pars Intercerebralis* et les *Corpora Cardiaca* des Insectes qui se développent dans la paroi de l'aorte.

Il nous est encore impossible de dire ce que devient la neurosécrétion qui s'accumule dans la paroi de l'artère ni quel rôle elle pourrait jouer dans la physiologie du Mollusque. Ajoutons cependant que nous avons observé des individus à différents stades de leur croissance et de leur reproduction et que les phénomènes neurosécrétoires que nous décrivons ici ne se produisent avec une telle acuité qu'au moment de la crise de puberté [Abeloos (9)].

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) *C. R. Cl. Sc. Math. et Nat. Acad. Pol.*, 1-2, n° 5, 1951.
(2) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 845.
(3) *Koninckl. Nederl. Akad. v. Wetensch.*, 60, n° 4, 1957, p. 510-522.
(4) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 321.
(5) *Actes Soc. Lin. Bordeaux*, 47, 1894, p. 11-202.
(6) *Z. Wiss. Zool.*, 118, 1921, p. 25-201.
(7) *Z. Wiss. Zool.*, 111, 1914, p. 506-568.
(8) *Zool. Anz.*, 48, 1917, p. 281-292.
(9) *Bull. Biol. Fr. Belg.*, 78, 1944, p. 215-256.

(*Zoologie, Faculté des Sciences, Université de Bruxelles.*)

NUTRITION. — *Relations entre la nature des lipides alimentaires et le métabolisme du cholestérol chez le Rat adulte.* Note (*) de M. **Maurice Lambiotte**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La comparaison de trois régimes contenant une huile de maïs, les esters éthyliques totaux de cette huile, les esters éthyliques de beurre de karité privés des esters d'A. G. essentiels, ne fait apparaître en l'absence de cholestérol alimentaire aucune modification du taux des β-stérols hépatiques et plasmatiques. Après ingestion d'esters éthyliques d'A. G., l'excrétion fécale de ces stérols est identique en présence ou en l'absence d'A. G. essentiels.

De nombreux travaux signalent une relation entre la nature des lipides alimentaires et le métabolisme du cholestérol. La majorité, sinon la totalité de ces recherches, comparent entre elles des graisses naturelles de composition complexe, ce qui permet mal de discriminer les facteurs mis en cause : acides gras, phosphatides, insaponifiable, etc. Nous avons repris l'étude du problème en utilisant des lipides bien définis et différant entre eux par un nombre restreint de critères précis. Notre choix s'est porté sur les esters éthyliques qu'il est aisé de purifier et de fractionner. La première question était de savoir si la présence ou l'absence d'acide gras (A. G.) essentiels retentit sur le métabolisme du cholestérol.

Trois lots comparables de huit rats mâles adultes, de souche Wistar américaine, ont été placés pendant 71 jours à des régimes parfaitement équilibrés ([1]) ne différant entre eux que par la nature des lipides utilisés au taux de 15 % : huile de maïs (lot A), esters éthyliques totaux de cette huile riche en A. G. essentiels (lot B), esters éthyliques du beurre de karité débarrassés des esters d'acides gras essentiels par cristallisation acétonique à — 60° C (lot C). L'huile de maïs sert de référence en raison de sa prétendue action hypocholestérolémiante. Cette huile (I.I.110, indice d'acide 0,25, avec traces d'acides oxydés, indice de peroxydes 6,4) contient 44 % d'acide linoléique, 50 % d'acide oléique, 6 % d'A. G. saturés, 2,1 % d'insaponifiable et 0,94 % de stérols précipitables par la digitonine. Les esters ne renferment ni insaponifiable, ni stérols. Les esters éthyliques totaux de l'huile de maïs ont la même composition en acides gras que l'huile. La fraction utilisée d'esters de beurre de karité (I.I.41) contient au maximum 0,6 % d'acide cis-linoléique et le mélange contient 4 % d'esters d'acides en C_{16} et 96 % d'esters d'acides en C_{18} dont 50 % sont représentés par de l'oléate d'éthyle. Les régimes font donc intervenir tous trois l'acide oléique; l'acide linoléique des lots A et B est remplacé par l'acide stéarique dans la série C.

Le comportement général des trois séries a été différent : les lots A et B avaient un bon aspect général et un développement pondéral supérieur à celui du lot C dont les animaux présentaient un pelage moins fourni et une légère alopécie localisée aux membres et autour des yeux avec, parfois, des traces de dermatose autour des yeux et près du museau.

L'ensemble des résultats préliminaires se trouve dans le tableau I.

TABLEAU I.

	Lots.		
	A.	B.	C.
Ingéré.			
Régime sec (g/rat/jour)............	13,45	14,6	15,0
A. G. totaux (mg/rat/jour)...........	1 930	1 980	2 042
Insaponifiable (mg/rat/jour).........	42,5	0	0
Stérols (*) (mg/rat/jour)............	19,0	0	0
Excrété (fécès) (**) :			
A. G. totaux (***) (mg/rat/jour)......	34,1	168	542
C. U. D. des A. G..................	98	91,5	73,5
Insaponifiable (mg/rat/jour).........	31,7	20	19,7
C. U. D. de l'insaponifiable..........	25,4	-	-
Stérols (*) (mg/rat/jour)............	16,4	8,25	7,9
C. U. D. des stérols (*)..............	13,7	-	-
C. U. D. de la ration non lipidique....	94,4	94,0	92,5
Efficacité lipidique (****)...............	0,31	0,32	0,11
Plasma :			
A. G. totaux (mg/100 g frais).........	194	151	185
Insaponifiable (mg/100 g frais).......	135	102	134
Stérols (*) (mg/100 g frais)..........	100	80,0	87,5
Foie :			
A. G. totaux (mg par foie)...........	457	417	405
mg par g frais....................	43,7	40,2	42,3
Insaponifiable total (mg par foie).....	53,9	56,9	56,8
mg par g frais....................	5,27	5,49	5,89
mg pour 100 g de poids vif.........	145	149	158
Stérols (*) totaux (mg par foie).......	31,7	35,8	34,8
mg par g frais....................	3,08	3,44	3,62
mg pour 100 g de poids vif.........	8,53	9,35	9,66

(*) Précipitables par la digitonine.

(**) Les dosages ont été effectués sur les fécès groupés en trois périodes de 7 jours, à partir du 30e jour de régime.

(***) Y compris ceux des savons.

(****) Gains de poids en grammes par gramme de lipides ingérés.

Les esters éthyliques de l'huile de maïs (lot B) sont apparemment moins bien digérés que l'huile native (lot A). Le fait avait déjà été signalé chez la Souris par Mead et coll. pour les esters méthyliques. Nous confirmons la médiocre utilisation digestive de l'acide stéarique (lot C), même lorsqu'il est transformé en dérivé liquide à la température corporelle (point de fusion du stéarate d'éthyle : 33,9° C). On trouve des stérols précipitables par la digitonine dans tous les fécès, même lorsque le régime n'en apportait pas. Avec le régime A, on ne saurait dire si le C. U. D. apparent correspond à une absorption réelle ou à une destruction intraluminaire de ces stérols et quelle est la part des 3-β-stérols endogènes. Les différences de digesti-

bilité lipidique ne retentissent pas sur le C. U. D. apparent des matières non lipidiques.

Les animaux étant adultes, les variations pondérales traduisent essentiellement l'état d'engraissement. Contrairement aux lots A et B, le régime sans A. G. essentiels (lot C) et contenant beaucoup de stéarate d'éthyle de médiocre digestibilité, est peu favorable à la formation de réserves adipeuses.

La nature des lipides n'a ici strictement aucune répercussion visible sur le métabolisme du cholestérol endogène et la présence dans le régime A d'un insaponifiable important comprenant des 3-β-stérols ne conduit pas à une accumulation notable de ces substances dans le plasma ou le foie. Il est difficile d'interpréter les variations de l'insaponifiable du plasma. Le fait important semble être l'identité du taux des stérols précipitables par la digitonine dans le régime C, dépourvu d'A. G. essentiels, et dans le régime B qui en est très riche. Quel que soit le mode d'expression, aucune différence ne sépare les taux des A. G., de l'insaponifiable et des β-stérols dans le foie. *En bref, dans nos conditions expérimentales et avec les seuls tests utilisés* dans ce travail préliminaire, nous n'avons pu saisir aucune différence quant au métabolisme du cholestérol endogène entre des rats ingérant trois substances profondément différentes : une huile riche en acide linoléique et en insaponifiable, les esters éthyliques totaux de cette huile riches en acide linoléique mais sans insaponifiable et une fraction des esters éthyliques du beurre de karité, ne contenant ni acides gras essentiels ni insaponifiable.

On voit donc que la carence pratiquement complète en acides gras essentiels n'entraîne aucune manifestation biochimique importante au niveau du métabolisme des stérols neutres, *du moins chez des rats mâles adultes ne recevant pas de cholestérol dans leur alimentation et ingérant le régime utilisé ici.*

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) Caséine dévitaminée, 18 %; cystine, 2 %; saccharose, 58 %; lipides, 15 %; mélange salin d'Osborne et Mendel, 4 %; cellulose, 2 %; choline, 2 g/kg; biotine, 0,3 mg/kg; vitamine A (émulsion aqueuse) 1000 U.I./kg; vitamine D, 5 000 U.I./kg; mélange vitaminique, 1 % (vitamine B_1 8 mg; vitamine B_2, 10 mg; vitamine PP, 30 mg; pyridoxine, 8 mg; pantothénate de calcium, 30 mg; acide para-aminobenzoïque, 0,5 g; inositol, 0,5 g; acide folique, 1 mg; vitamine K, 5 mg; vitamine E, 30 mg; vitamine B_{12}, 30 µg, pour 10 g de caséine dévitaminée).

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Cycle d'émission des spermatophores et évolution des testicules et des vésicules séminales au cours de l'intermue chez* Scutigerella pagesi *Jupeau* (*Symphyles*). Note (*) de Mme **Lisianne Juberthie-Jupeau**, transmise par M. Albert Vandel.

Il existe dans chaque intermue chez *Scutigerella pagesi*, une période d'émission des spermatophores qui coïncide avec la présence temporaire de spermatozoïdes mûrs dans les testicules. Ceux-ci sont périodiquement le siège d'une double spermatogenèse dont les différentes phases sont en relation avec le cycle de mue. Les vésicules séminales présentent également des modifications cycliques.

Les spermatophores, dans le genre *Scutigerella*, sont déposés au hasard, en grand nombre et en absence de la femelle [1]. Ce comportement de type primitif s'oppose au comportement de type le plus évolué, où un seul spermatophore est déposé en présence de la femelle. Il était donc intéressant d'étudier les caractéristiques de la période de dépôt et d'en chercher le déterminisme.

Les études ont été faites sur des mâles de *S. pagesi*, élevés séparément, à 20° C $\pm$ 2 environ. Les spermatophores ont été comptés et enlevés chaque jour. Les Symphyles continuant à muer quand ils sont adultes, les mues ont été notées.

La durée de l'intermue varie selon les individus; dans les conditions expérimentales indiquées sa durée moyenne est de 43 jours. L'intermue se divise chronologiquement en trois périodes : 1° une période sans émission de spermatophores, durant 5 jours en moyenne et consécutive à la mue; 2° une période d'émission durant en moyenne 28 jours; 3° une deuxième période sans émission, durant 10 jours en moyenne et précédant une nouvelle mue.

Les spermatophores sont émis pendant une période relativement longue, dont la durée, qui varie suivant les individus, est proportionnelle à celle de l'intermue. Quand la période d'émission est atteinte, les spermatophores sont émis de façon continue bien qu'à intervalles irréguliers. Le nombre total de spermatophores émis au cours d'une période varie de 150 à 450. Cette période d'émission cesse brusquement et l'arrêt est total. Elle est à peu près contemporaine de la période d'alimentation observée dans l'intermue par Savos [2]; elle débute de 1 à 3 jours après la reprise de l'alimentation et cesse en même temps qu'elle.

Les caractères du cycle d'émission des spermatophores ont conduit à étudier l'évolution de l'appareil génital, et à montrer qu'ils sont en relation avec une évolution périodique de ce dernier. L'étude en a été faite en fixant des mâles à des moments précis du cycle au liquide de Duboscq-Brazil et à celui de Maximow. Les colorations ont été les suivantes : réac-

tion nucléale de Feulgen et Rossenbeck-picro-indigocarmin, hématoxyline de Heidenhain-érythrosine.

Au début de la période d'émission, les testicules présentent une zone germinative très étendue, montrant au hasard quelques métaphases spermatogoniales; ils sont constitués en majeure partie par des spermatozoïdes en bâtonnet, disséminés au sein de petits éléments cellulaires colorables uniquement par les colorants cytoplasmiques, et constituant la granula de Schmidt ([3]). L'étude des testicules dilacérés dans le Ringer permet de reconnaître : 1° les spermatozoïdes en bâtonnet, avec leur acrosome, leur pièce intermédiaire et leur long flagelle; 2° les éléments de la granula sous la forme de petites cellules ovoïdes, de taille et d'aspect quelque peu variables, qui présentent un corps réfringent interne et un court flagelle, et qui doivent être considérés comme des spermatozoïdes aberrants. Les vésicules séminales ont une lumière très large, remplie de spermatozoïdes, de granula et de boules de sécrétion; celles-ci sont dues à l'activité de l'épithélium des vésicules dont les cellules, de hauteur variable, montrent une activité sécrétoire rythmique et non synchrone.

Au fur et à mesure de l'émission, les testicules se vident de leurs spermatozoïdes et de la granula, tandis que des métaphases spermatogoniales nombreuses multiplient le nombre de spermatogonies.

A la fin de la période d'émission, les testicules ne contiennent plus ou que très peu de spermatozoïdes; ils sont alors constitués par un très grand nombre de spermatogonies groupées en cystes; les métaphases de la première et de la deuxième division de maturation commencent à apparaître au sein de certains cystes dont les cellules évoluent de façon synchrone; la zone germinative est très peu étendue. La lumière des vésicules séminales, réduite, contient encore des spermatozoïdes libres, les cellules de la paroi, devenues très hautes, présentent par contre des vacuoles remplies de spermatozoïdes (jusqu'à 50 par vacuole). Ce phénomène d'inclusion, déjà vu par Tiegs ([4]), est suivi de pycnose et doit être considéré comme une phase de résorption des spermatozoïdes non émis. Au cours de la phase de repos qui suit la période d'émission, tous les spermatozoïdes restant seront ainsi résorbés dans l'épithélium des vésicules séminales.

Au début de la période d'arrêt, les testicules montrent, en plus de divisions de maturation, d'abord des spermatides à différents degrés d'évolution, puis des spermatozoïdes mûrs, groupés dans des cystes sans granula. Quelques jours avant la mue, les cystes n'ayant pas encore évolué commencent leur évolution; celle-ci se termine après la mue et constitue une deuxième spermatogenèse produisant la granula. Il apparaît, dans ces cystes, des divisions homologues des divisions de maturation mais sans individualisation visible de chromosomes. La chromatine se condense, le noyau devient pycnotique. D'abord sphérique, il s'étire, puis ses deux extrémités se renflent tandis que la partie centrale s'amenuise. Bientôt deux noyaux fils, plus petits que le noyau initial apparaissent, tandis

que le cytoplasme se divise. Une division du même type se produit dans les cellules filles, les figures obtenues étant nettement plus petites. Ces divisions ressemblent à des amitoses, mais ne sont sans doute que des mitoses pycnotiques. Dans les cellules auxquelles elles donnent naissance, le noyau par la suite, devient de plus en plus petit et la chromatine devient de moins en moins décelable. Les éléments ultimes de cette spermatogenèse aberrante, dans lesquels les noyaux ne peuvent plus être mis en évidence, constituent la granula. Sa genèse terminée, les limites des cystes disparaissent, les spermatozoïdes s'éparpillent et l'émission des spermatophores recommence, indiquant la reprise d'un nouveau cycle.

Des résultats identiques ont été obtenus chez d'autres espèces du même genre; des photographies des différentes phases seront données ultérieurement.

Au fait que les spermatophores, dans le genre *Scutigerella*, sont déposés en grand nombre par les mâles en absence des femelles, il faut ajouter celui que leur émission a lieu au cours de chaque intermue, pendant une période nettement localisée, dont la durée est fonction de celle de l'intermue. L'émission cyclique des spermatophores est la conséquence des variations physiologiques, également cycliques, de l'appareil génital. Il est remarquable que les différentes phases de l'évolution périodique des testicules et des vésicules séminales soient étroitement liées au cycle de la mue.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) L. Juberthie-Jupeau, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 469.

(2) *Dissert. Abstr. U. S. A.*, 19, 1958, p. 916-917.

(3) *Quart. J. micr. Sc.*, 85, 1945, p. 191-328.

(4) *Z. wiss. Zool.*, 59, 1895, p. 436-510.

(*Laboratoire souterrain du C. N. R. S., Moulis, Ariège.*)

BIOLOGIE MARINE. — *Nouvelle avance de Mollusques intercotidaux septentrionaux vers le Sud du Portugal.* Note (*) de M. **Édouard Fischer-Piette**, présentée par M. Louis Fage.

Je rappelle d'abord que pour qui fréquente régulièrement, comme je le fais depuis des années, toute la longueur des côtes atlantiques françaises et ibériques, s'offre actuellement un spectacle inattendu, celui de déplacements considérables de frontières géographiques d'espèces intercotidales septentrionales diverses (Algues, Lichens, Crustacés, Mollusques). Elles progressent en direction du Sud, dans le sens Bretagne-Biscaye, ou Galice-Gibraltar, ou encore Galice-Biscaye (la Galice rappelant la Bretagne, tandis que la Biscaye rappelle le Portugal).

Je rappelle, d'autre part, que cette progression avait été précédée d'un mouvement en sens inverse, de recul ([1]), souvent sur des centaines de kilomètres. En particulier, pour ce qui concerne les côtes Ouest-ibériques, *Littorina obtusata* avait reculé de 770 km, *Littorina littorea* de 380 km, *Purpura lapillus* de 200 km, et, pour *Littorina saxatilis*, s'était créée une lacune considérable, de 380 km, s'étendant de Vila Nova de Milfontes à Tarifa.

A partir de ces points de recul, reconnus en 1955-1956, il fut constaté en 1957 ([2]) que *Littorina obtusata* avait établi un poste avancé à 350 km plus au Sud; *Purpura lapillus*, de même, un poste avancé à 165 km plus au Sud, à Sagres; et que *Littorina littorea* et *Littorina saxatilis* n'avaient pas bougé; mais en 1958 ([3]) la dernière de ces espèces avait établi une station à Portimao, à 130 km plus au Sud que la limite Nord de sa lacune.

Nous venons de faire, en février 1960, de nouvelles constatations parlant dans le même sens. Cette fois le changement le plus remarquable concerne *Patella vulgata* L., une des plus courantes de nos espèces intercotidales.

Nous ne pouvons savoir jusqu'où elle allait vers le Sud au début du siècle, car les anciens auteurs ibériques ne séparaient pas d'elle la *Patella intermedia* Jeffreys, espèce connue pour aller jusqu'au Sénégal, Mais, en 1955-1956, nous avions établi que sa frontière Sud se situait au Portugal : à Odeceixe.

Or maintenant elle va à 100 km plus loin, jusqu'à Portimao, et ce progrès s'est accompli entre 1958 et 1960. Elle n'a pas encore peuplé toute la longueur des côtes situées entre Odeceixe et Portimao, car c'est en vain que nous l'avons cherchée à Lagos. Mais on la trouve à Carrapateira (à peine un début de peuplement) et à Sagres (mieux établie). A Portimao il y en a des centaines d'individus.

Ces néo-populations appartiennent en très grande majorité à la variété *picta*, beaucoup plus favorisée ici qu'en Bretagne où elle ne constitue qu'une très petite minorité.

Nous avions fait connaître ([4]) qu'à partir de Buarcos l'espèce abandonnait la région la plus élevée de son habitat pour se cantonner au-dessous du niveau d'humectation des pleines mers de morte-eau. Il en est de même dans la région nouvellement peuplée, de Odeceixe à Portimao. Sans doute, dans ces contrées méridionales, la dessiccation devient trop forte au-dessus du niveau que la mer vient ré-humecter tous les jours.

Ce remarquable progrès de *Patella vulgata* a été accompagné de la consolidation des progrès de *Purpura lapillus* et de *Littorina saxatilis*.

Purpura lapillus, dans sa station actuellement la plus méridionale, Sagres, où elle avait été vainement cherchée en 1956, n'avait été trouvée en 1957 qu'en très petite quantité : sur les centaines de mètres de la station, en tout huit pontes (ce qui est le plus facile à trouver), 11 individus vivants, une coquille vide. En 1960, des pontes fréquentes, et des centaines d'individus (densité de population, jusqu'à 5 par mètre carré).

Pour *Littorina saxatilis*, la station terminale, Portimao, se trouve à peu près au même point qu'en 1958; mais il s'est établi une station intermédiaire : à Sagres, où l'espèce avait été vainement cherchée en 1956 et en 1958, on en trouve maintenant dans toute une région de la localité, de 40 à 150 par mètre carré.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) E. FISCHER-PIETTE, *Publ. Inst. Biol. Apl.*, Barcelone, 26, 1957, p. 35-40.

([2]) E. FISCHER-PIETTE, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1301.

([3]) E. FISCHER-PIETTE, *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1145, 1959, p. 29.

([4]) E. FISCHER-PIETTE et J.-M. GAILLARD, *J. Conchyl.*, 119, 1959, p. 169.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence d'uridine diphosphate-N-acétylgalactosamine dans la glande thyroïde de bœuf et de mouton.* Note (*) de M. **Jean Grégoire**, Mmes **Nicole Limozin** et **Jana Grégoire**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La fraction uridine diphosphate-N-acétylhexosamine, isolée de la glande thyroïde de bœuf ou de mouton par chromatographie sur échangeur d'anions, renferme un mélange d'UDP-N-acétylglucosamine et d'UDP-N-acétylgalactosamine. La thyroïde est l'un des rares tissus dans lesquels on ait jusqu'à présent identifié l'UDP-N-acétylgalactosamine.

Au cours d'un travail antérieur sur l'isolement des nucléotides libres de la glande thyroïde [1] nous avions noté la teneur élevée en uridine diphosphate-N-acétylhexosamine (UDPAH) des thyroïdes de mouton et de bœuf (0,25 μ mol/g, soit 20 % des nucléotides totaux de la glande). Nous montrons dans cette Note que la fraction UDPAH est constituée par un mélange d'uridine diphosphate-N-acétylglucosamine (UDPAG) et d'uridine diphosphate-N-acétylgalactosamine (UDPAGa). Si le premier de ces nucléotides est largement distribué dans la nature, il ne semble pas en être de même du second qui, jusqu'à présent, n'a été décelé que dans le foie de bœuf [2] et l'oviducte de poule [3].

Extraction et purification. — Les glandes provenant d'animaux d'abattoir ont été congelées dans l'azote liquide immédiatement après leur prélèvement; les nucléotides ont été extraits par l'acide trichloracétique 0,6 N et fractionnés par chromatographie sur colonne d'échangeur d'anions Dowex 1-X-10 (formiate) à la température de 4° C, selon le procédé d'Hurlbert et coll. [4]. A partir de 250 g de thyroïde (de mouton ou de bœuf) on isole ainsi 60 μmol environ d'une fraction constituée presque uniquement d'UDPAH. On purifie cette fraction par adsorption sur Activit 50 X L et par une nouvelle chromatographie sur échangeur d'anions dans des conditions d'élution différentes des précédentes. Le diagramme d'élution, obtenu reproductiblement au cours de quatre préparations différentes est le suivant (*fig.* 1) :

Analyse. — La fraction correspondant au premier pic est concentrée par adsorption sur Activit et éluée par l'alcool aqueux à 0,5 % d'ammoniaque. Elle se comporte comme un corps pur à la chromatographie sur papier [solvant : éthanol à 95 % (7,5 vol), acétate d'ammonium 1 M, pH 7,5 (3 vol)] [6] en donnant une seule tache, révélée par photographie selon Markham et Smith [7], de même R_f qu'un échantillon purifié d'UDPAG [8]. L'éluat de la tache a le spectre d'absorption ultraviolet caractéristique des dérivés de l'uridine. L'hydrolyse de la substance par HCl 0,02 N, 5 mn à 100°, libère de l'uridine-5'-diphosphate caractérisé par chromatographie sur papier [6] et des composés réducteurs [9]. La quantité d'acétyl-

hexosamine libérée, dosée par la méthode colorimétrique de Reissig et coll. ([10]) et exprimée en N-acétylglucosamine n'est que de 0,7 mol; ce résultat suggère la présence d'acétylgalactosamine, dont le pouvoir chromogène à $\lambda = 585$ mμ n'est que les 35/100e de celui de l'acétylglucosamine. L'analyse de la fraction est résumée dans le tableau ci-après.

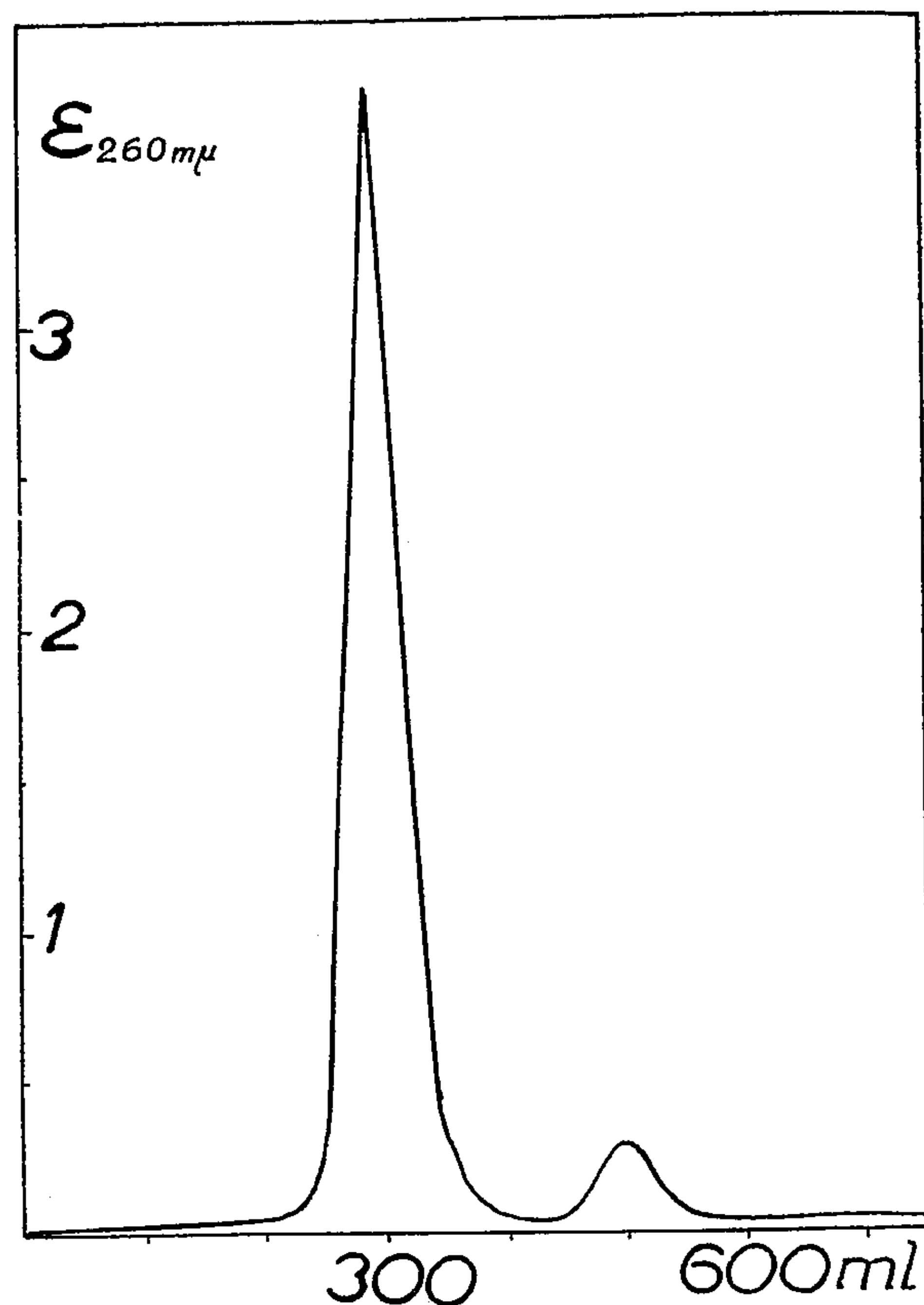


Fig. 1. — Rechromatographie de la fraction UDPAH provenant d'un extrait de 250 g de thyroïde de mouton.

Colonne de 15 cm × 0,5 cm². Dowex 1-X-10. 200-400 mailles. Formiate. Élution par variation de concentration en formiate d'ammonium 0 à 1 M, pH 5 à l'aide du dispositif décrit antérieurement ([5]). Ballon mélangeur de 500 ml.

Abscisses : volumes d'éluant; Ordonnées : densité optique à 260 mμ des éluats.

La confirmation des résultats de l'analyse a été apportée par la séparation chromatographique sur papier de l'acétylglucosamine, de l'acétylgalactosamine et de leurs produits d'oxydation respectifs par la ninhydrine, l'arabinose et le lyxose.

Valeurs en molécules par molécule d'uridine (*a*).

P total (*b*).	P labile (*c*).	N-acétylhexosamine (*d*).	pouvoir réducteur (*e*).
2,05	1,08	0,7	0,90

(*a*) ε_M à 262 mμ (à pH 7) = 10 000.

(*b*) et (*c*) Selon Briggs.

(*d*) Selon Reissig et coll. ([10]) (étalon de N-acétylglucosamine).

(*e*) Selon Parke et Johnson ([9]) (étalon de N-acétylglucosamine).

1° L'hydrolyse ménagée de la fraction UDPAH libère deux composés qui migrent sur papier Whatman 1 traité au borate ([11]) (solvant butanol/pyridine/eau 6 : 4 : 3) comme des témoins de N-acétylglucosamine et de N-acétylgalactosamine (révélation par le réactif de Morgan-Elson).

2° L'hydrolyse de la fraction UDPAH par ClH 2 N à 100° suivie d'une désamination par la ninhydrine à pH 4,7 à 100° (réaction de Gardell et coll.) ([12]) fournit deux substances révélables au phtalate d'aniline, qu'on sépare, après passage sur colonnes d'échangeurs de cations et d'anions, par chromatographie sur papier (solvant butanol/pyridine/eau 6 : 4 : 3) et qu'on identifie par leur $R_{(glucose)}$ à l'arabinose et au lyxose, R_g respectifs 113 et 134 (glucose = 100).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) S. Lissitzky, J. Grégoire, N. Limozin et J. Grégoire, *Biochim. Biophys. Acta*, 35, 1959, p. 565.
(2) H. G. Pontis, *J. Biol. Chem.*, 216, 1955, p. 195.
(3) J. L. Strominger, *Biochim. Biophys. Acta*, 17, 1955, p. 283.
(4) R. B. Hurlbert, H. Schmitz, A. F. Brumm et V. R. Potter, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.
(5) J. Grégoire, J. Grégoire et N. Limozin, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 40, 1958, p. 767.
(6) A. C. Paladini et L. F. Leloir, *Biochem. J.*, 51, 1952, p. 426.
(7) R. Markham et J. D. Smith, *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 294.
(8) Le Docteur J. L. Strominger nous a donné un échantillon purifié d'UDPAG.
(9) J. T. Park et M. J. Johnson, *J. Biol. Chem.*, 181, 1949, p. 149.
(10) J. L. Reissig, J. L. Strominger et L. F. Leloir, *J. Biol. Chem.*, 217, 1955, p. 959.
(11) E. Cabib, L. F. Leloir et C. E. Cardini, *J. Biol. Chem.*, 203, 1953, p. 1055.
(12) S. Gardell, F. Heijkensjold et A. Rochnorlund, *Acta Chem. Scand.*, 4, 1950, p. 970.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté de Médecine-Pharmacie, boulevard d'Alès, Marseille.*)

PHARMACOLOGIE. — *Activités anticholinestérasiques* (in vitro) *du di-iodométhylate de bis-(diméthylamino-3-phénoxy)-1.3 propane et de son di-ester carbamique.* Note de Mmes **France Tazieff-Depierre** et **Léone Martin**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Nous avons déterminé la nature compétitive de l'inhibition des cholinestérases réalisée par le 2842 CT et le déplacement immédiat de celui-ci par le substrat du complexe enzyme-inhibiteur. Le 3113 CT au contraire est déplacé lentement, ce qui permet de déterminer son inhibition dans des conditions non compétitives.

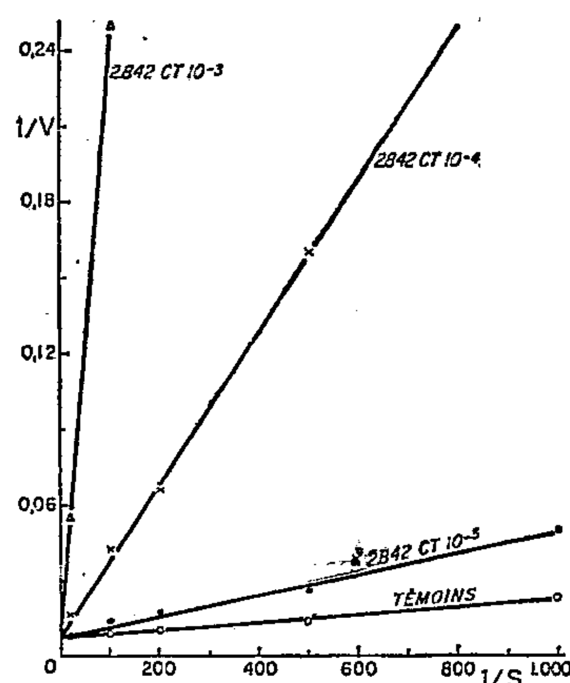
Dans une récente Communication (1), nous avons montré l'importance de l'effet de dilution pour l'estimation de l'activité anticholinestérasique *in vivo* (chien) du di-iodométhylate de bis-(diméthylamino-3-phénoxy)-1.3 propane (2842 CT), inhibiteur très réversible. Pour la détermination de cette activité *in vitro* le facteur de dilution a un rôle négligeable puisque l'inhibiteur est ajouté à la suspension globulaire déjà diluée. On sait, par contre, que pour une inhibition compétitive, l'addition du substrat peut entraîner une diminution d'inhibition très importante (2) et la protection obtenue avec le 2842 CT vis-à-vis d'autres anticholinestérasiques nous fait penser que c'est le cas pour cet inhibiteur (3). Pour comparer dans les mêmes conditions l'activité *in vitro* du 2842 CT avec celle de son di-ester carbamique : di-iodométhylate de bis-(diméthylcarbamoxy-3 diméthylamino-5 phénoxy)-1.3 propane (3113 CT) il faudra donc déterminer si ces inhibiteurs sont compétitifs et dans ce dernier cas si le déplacement de l'inhibiteur par le substrat du complexe enzyme-inhibiteur se fait à la même vitesse. Nous savons déjà (4) qu'après incubation avec une préparation de globules rouges humains (acétylcholinestérase) le 3113 CT est déplacé lentement par le substrat comme la plupart des inhibiteurs à fonctions carbamiques (5).

Pour savoir si l'action de ces inhibiteurs est compétitive, nous avons analysé selon la méthode graphique de Lineweaver et Burk (6) les résultats d'inhibition des pseudocholinestérases (plasma humain au 1/12e) obtenus par la méthode de Warburg-Ammon. Suivant cette méthode on porte en abscisse 1/V et en ordonnée 1/S, V représentant la quantité de gaz carbonique dégagé en 10 mn et S la concentration moléculaire du substrat, la concentration de l'enzyme restant constante. Les courbes ont été tracées d'après les résultats consignés dans le tableau I.

Dans le cas du 2842 CT, on voit que les courbes obtenues sont des droites. L'intersection de celles-ci avec l'ordonnée étant la même quelle que soit la concentration de l'inhibiteur, on peut en conclure, suivant les conceptions classiques, que l'inhibition obtenue avec cet inhibiteur est du type compétitif. L'inhibition est constante durant l'expérience. Comme elle se montre d'emblée compétitive malgré l'incubation préalable de l'enzyme

avec l'inhibiteur, il est logique de penser que le 2842 CT est déplacé immédiatement par le substrat avant la première lecture de l'expérience. La valeur de l'inhibition observée sera donc inférieure à celle existant avant la mise en compétition avec le substrat.

Dans le cas du 3113 CT, nous avons pu constater que pour de fortes concentrations d'inhibiteur les intersections des droites avec l'ordonnée se font nettement au-dessus de celles obtenues avec l'enzyme non inhibée ou incubée avec de faibles concentrations d'inhibiteur. On peut en conclure que, tout au moins dans la première partie de l'expérience, l'inhibition n'est pas compétitive. Il est probable qu'elle le devienne ensuite comme cela a été observé [3] pour d'autres inhibiteurs à fonctions carbamiques qui sont déplacés lentement par le substrat.



Nous pouvons penser que l'addition du substrat au mélange enzyme-inhibiteur a la même influence dans le cas de l'acétylcholinestérase. Pour le confirmer nous avons étudié la variation de l'inhibition de l'acétylcholinestérase (globules rouges humains au 1/36e) en fonction de la concentration du substrat quand l'enzyme est incubée au préalable avec l'inhibiteur. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau II. On voit que dans le cas du 2842 CT, le CI^{50} (50 % d'inhibition) est abaissé d'environ 4.10^{-6} à 8.10^{-8} quand la concentration du substrat passe de 0,06 M à 0,001 M. Ces faits confirment la nature compétitive de l'inhibition exercée par le 2842 CT sur l'acétylcholinestérase. L'inhibition est constante durant l'expérience, le déplacement de l'inhibiteur par le substrat du complexe formé avec l'acétylcholinestérase est donc immédiat comme dans le cas du complexe formé avec la pseudocholinestérase (plasma humain). Dans le cas du 3113 CT, si nous considérons seulement la première partie de l'expérience, nous constatons que le CI^{50} varie très peu (tableau II) quand on fait varier le substrat dans les mêmes conditions que précédemment. On peut en déduire que cet inhibiteur n'est pratiquement pas déplacé avant la première lecture et que l'inhibition observée doit être voisine de celle

existant avant l'addition du substrat si l'on tient compte seulement de cette première lecture.

TABLEAU I

Concentrations mol. Ac. Choline	$\frac{1}{S}$	Concentrations mol. du 2842 CT 0 — Dégagement de CO_2 entre les 3e et les 13e minutes	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
0.05	20	126	18	62	126
0.01	100	106	4	19	75
0.005	200	93	2	15	57
0.002	500	70	0	6	32
0.001	1000	44	0	3	20

TABLEAU II

Nº du produit CT	Concentrat. mol. de l'inhibiteur	Concentr. mol. Ac. β. méthylcholine 0.001 — % d'inhibition	0.003	0.03	0.06
2842	5.10^{-6}	100	97	85	56
	3.10^{-7}	87	80	23	5
	1.10^{-7}	66	45	10	0
	5.10^{-8}	40	27	5	
3113	2.10^{-9}	70	70	60	60

Les conditions de l'expérience sont les suivantes : toutes les dilutions sont effectuées dans du CO_3NaH à 0,025 M; la gazéification est faite avec un mélange gazeux comportant 95 % de N_2 et 5 % de CO_2. La température est de 37°. Le volume total de liquide dans les cupules est de 3 ml. Les chiffres donnés sont ceux corrigés quand il y a lieu par l'hydrolyse spontanée du substrat. L'enzyme est incubé avec l'inhibiteur avant l'addition du substrat.

Nous pouvons conclure de ce travail que : l'inhibition des cholinestérases réalisée avec le 2842 CT est compétitive et que le déplacement de l'inhibiteur par le substrat est immédiat. Pour cette raison, les nombres obtenus pour l'inhibition avec la méthode de Warburg-Ammon sont très inférieurs à ceux réalisés avant la mise en compétition avec le substrat. Au contraire, l'inhibition obtenue avec le 3113 CT n'est pas compétitive tout au moins dans le début de l'expérience. Les nombres obtenus pour l'inhibition d'après la première lecture doivent donc être voisins de ceux existant avant l'addition du substrat. Il est, par conséquent, difficile de comparer les activités anticholinestérasiques du 2842 CT et du 3113 CT. Ces observations soulignent le fait (sur lequel certains auteurs avaient déjà attiré l'attention) de la difficulté de comparer les activités de deux inhibiteurs dont la cinétique est différente.

(1) F. TAZIEFF-DEPIERRE et L. MARTIN, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 627.
(2) A. S. V. BURGEN, *Brit. J. Pharmacol.*, 4, 1949, p. 219.
(3) F. DEPIERRE et L. MARTIN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 183.
(4) J. JACOB, F. DEPIERRE et A. FUNKE, *Experientia*, 13, 1957, p. 119.
(5) M. H. ROEPKE, *J. Pharmacol.*, 59, 1937, p. 264.
(6) H. LINEWEAVER et D. BURK, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 658.

(*Institut Pasteur, Service de Chimie thérapeutique.*)

VIROLOGIE. — *Perturbations provoquées* in vivo *dans la multiplication des ribonucléotides virales.* Note de M. **Jean Choay**, Mme **Léone Dhennin**, MM. **Maurice Thely** et **Louis Dhennin**, présentée par M. Gaston Ramon.

L'injection de quantités relativement importantes de ribonucléase I, d'acide ribonucléique non homogène polymérisé et de ce dernier dépolymérisé par voie enzymatique, seuls ou en mélange, retarde à des degrés divers l'évolution de la fièvre aphteuse chez le Cobaye. L'effet virostatique passager qui est observé semble dû à un déséquilibre du système enzyme-substrat considéré.

Nous avons cherché à perturber dans l'organisme l'équilibre d'une enzyme et d'un substrat, en l'occurence la ribonucléase I et l'acide ribonucléique, qui jouent probablement un rôle important dans la synthèse des nucléoprotéines virales. Nous avons suivi les perturbations apportées à ces synthèses par les modifications de l'évolution d'une maladie virale expérimentalement provoquée par inoculation. La maladie choisie pour cette étude a été la fièvre aphteuse chez le Cobaye. Les produits correspondent aux caractéristiques suivantes :

— l'acide ribonucléique (ARNp) est celui de la levure, obtenu sous la forme polymérisée. Ce produit ne s'est pas révélé homogène à l'analyse;

— un mélange de nucléotides obtenu par dépolymérisation de l'acide ribonucléique précédent à l'aide de la ribonucléase I (ARNd). Il s'agit par conséquent d'un mélange de mononucléotides pyrimidiques et d'oligonucléotides dont le groupe terminal est un 3′-phosphoryl secondaire lié à un nucléoside pyrimidique. Étant donné l'hétérogénéité du matériel de départ, la présence d'impuretés n'est pas exclue;

— la ribonucléase I (RNase) est d'origine pancréatique bovine, préparée sous la forme cristallisée, selon la méthode de Mc Donald [1]. Il s'agit de la phosphodiestérase des 3′-pyrimidine nucléotides.

Ces trois produits ont été lyophilisés puis solubilisés au moment de l'emploi dans du soluté chloruré isotonique.

Le virus utilisé est celui de la fièvre aphteuse type « O », souche Vallée, adapté au Cobaye. Les aphtes prélevés au niveau du coussinet plantaire sont broyés et mis en suspension dans une solution tamponnée à pH 7,6. Ce virus est l'un des plus petits et s'apparente à une ribonucléoprotéine pratiquement pure. La maladie se manifeste par l'apparition d'aphtes primaires au point d'inoculation, suivie d'une généralisation au coussinet plantaire de la patte opposée puis aux pattes antérieures et à la bouche. Avec une inoculation de 0,25 ml d'une dilution de virus à 10^{-3}, les aphtes primaires apparaissent avant la 24e heure, et la généralisation avant la 48e heure. Nous avons complété l'observation classique de l'évolution de la maladie par l'apparition des aphtes en recherchant le virus dans le sang à différents moments. Ainsi a été mise en évidence la présence de virus dans le sang dès la 5e minute après l'inoculation et jusqu'à la 96e heure.

L'étude des substances a été effectuée par rapport à des lots témoins d'animaux inoculés ne recevant aucun traitement. Afin de leur permettre d'intervenir rapidement aux lieux des synthèses virales, elles ont été introduites directement dans le système circulatoire. La voie intrapéritonéale ayant donné les mêmes résultats que la voie intracardiaque, c'est la première qui a été choisie. Pour maintenir dans l'organisme un taux de substances suffisamment élevé, nécessité tant par leur labilité particulière que par l'obligation de réaliser un déplacement quantitatif d'équilibre, les injections ont été répétées toutes les 5 h; la première injection des produits essayés a été faite une demi-heure avant l'inoculation.

L'analyse des résultats consignés dans le tableau fait apparaître que chacun des facteurs de la réaction enzyme-substrat qui ont été étudiés provoque un retard d'environ 48 h dans l'évolution exceptionnellement rapide de cette maladie. Ce retard a été confirmé par la recherche du virus dans le sang : celui-ci apparaît en même temps que les aphtes primaires et non dès la 5e minute qui suit l'inoculation. A la 48e heure, 90 % des animaux témoins ont des lésions de généralisation, alors qu'aucun des animaux traités n'en présente; il apparaît cependant une différence d'action entre les produits : l'ARNp comme l'ARNd confère une protection plus importante que la RNase, par contre le mélange d'enzyme et d'ARNd a donné les meilleurs résultats. Il semble que la dose de 66 mg/kg soit dans le cas présent la plus convenable. 72 h après l'injection d'ARNp seul ou associé à la RNase, 66 % des animaux sont indemnes de lésions aphteuses, les autres ne présentent que des aphtes primaires. Le caractère statique de l'action de ces produits cède au 4e jour après l'inoculation et l'on voit apparaître progressivement des aphtes secondaires. Un très faible pourcentage d'animaux traités a échappé à l'infection. Nous avons par ailleurs remarqué que l'ion magnésium était défavorable à l'action virostatique passagère de l'acide nucléique en favorisant le développement viral.

Produits.	Dose (mg/kg).	Nombre d'animaux.	Après 24 h.			Après 48 h.			Après 72 h.			Après 96 h.		
			N.	P.	G.	N.	P.	G.	N.	P.	G.	N.	P.	G.
Témoins	–	17	0	17	1	0	17	15	0	17	17	0	17	17
ARNp	80	4	4	0	0	4	0	0	3	1	0	2	1	1
ARNd	66	6	6	0	0	3	3	0	0	5	4	–	–	–
RNase	66	6	2	4	0	1	5	0	1	5	2	1	5	3
ARNd RNase	25 25	5	5	0	0	2	3	0	2	3	1	1	4	2
ARNd RNase	66 66	9	9	0	0	9	0	0	6	2	0	1	5	2
RNase Alternance ARNd.	80 80	4	4	0	0	4	0	0	2	1	0	0	2	1

Inoculation : 0,25 ml d'une dilution de virus à 10^{-2}.

N, nombre d'animaux ne présentant pas d'aphtes; P, nombre d'animaux présentant des aphtes primaires; G, nombre d'animaux présentant des aphtes secondaires.

L'importance pondérale des doses utilisées indique que nous avons probablement modifié des équilibres entre l'enzyme et le substrat, lesquels sont soumis à des phénomènes régulateurs de compensation. Comme ces déséquilibres n'ont été obtenus ici que de façon transitoire, l'évolution de la maladie n'a pu être que retardée. L'action enzymatique spécifique de la RNase I sur son substrat conduit à des nucléotides dépolymérisés formés principalement de mono- et d'oligonucléotides et accompagnés le cas échéant d'impuretés. Nous avons constaté que ces mélanges nucléotidiques avaient gardé l'action virostatique passagère.

Il était tentant de rapprocher cette action de l'activité inhibitrice de la polynucléotide phosphorylase que présentent les nucléotides. Cette propriété a été signalée par Beers (2), mais comme cet auteur n'a pas retrouvé cette inhibition avec les nucléotides dépolymérisés par la ribonucléase, il semble que ce rapprochement doive être abandonné. Quoi qu'il en soit, on peut se demander si l'injection de RNase I n'a pas pour effet de libérer des fractions nucléotidiques virostatiques ou, inversement, si l'injection d'ARNp ou d'ARNd n'a pas comme conséquence une libération importante de RNase dans l'organisme, laquelle serait responsable de l'activité virostatique. L'augmentation du taux d'une enzyme sous l'influence de l'injection d'un substrat a été signalée pour le système désoxyribonucléase I et II et acide désoxyribonucléique par Zahn et coll. (3). D'autres hypothèses peuvent être émises, toutefois les doses employées et la persistance de l'activité après la dépolymérisation enzymatique rendent peu probable un rapprochement avec des substances à action antibiotique (4), même si elles se sont révélées avoir une structure qui les apparente aux nucléoprotéines (5).

En conclusion, l'étude des substances intervenant dans le déplacement de l'équilibre entre la ribonucléase I et l'acide ribonucléique nous a conduit à observer une virostase passagère. Ce résultat peut permettre d'envisager des développements ultérieurs.

(1) Mc Donald, *J. Gen. Physiol.*, 32, 1948, p. 39.
(2) R. F. Beers, *Nature*, 183, 1959, p. 1335.
(3) Zahn et coll., *Nature*, 182, 1958, p. 1679.
(4) R. E. Shope, *J. Exp. Med.*, 97, 1953, p. 601.
(5) U. F. Lewis, E. L. Rickes, Mc Clelland et G. Brink, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 4115.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Le problème histo-physio-pathologique de la sclérose en plaques.* Note (*) de M. **Paul Le Gac**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les lésions majeures de la sclérose en plaques sont d'ordre vasculaire. Sous la forme d'artérites, d'endartérites et d'endothélites elles provoquent une anoxie du tissu nerveux. Les lésions nerveuses sont secondaires. La névroglie, élément du système réticulo-endothélial, traduit sa fonction phagocytaire par une prolifération massive.

Dans le chapitre des maladies du système nerveux la sclérose en plaques est certes l'affection qui a soulevé et soulève encore le plus de problèmes restés insolubles.

Pour expliquer ce syndrome, différentes théories ont été successivement adoptées (infectieuse, allergique, virale) dont la preuve n'a jamais été faite. Quant aux lésions histologiques, leurs caractères disparates et leur imprécision n'ont jamais permis de retenir un processus pathognomonique certain.

Une Note présentée le 29 février ([1]) signalait que des cas de sclérose en plaques se révélaient comme des complications des rickettsioses et néorickettsioses; l'exposé d'aujourd'hui traite le problème histo-physio-pathologique de ces cas et les déductions qu'on peut en tirer.

Du tableau anatomo-pathologique de la sclérose en plaques ressortent trois points essentiels : les lésions vasculaires, les lésions nerveuses, la prolifération massive de la névroglie.

a. Les lésions vasculaires. — Les travaux des premiers histologistes qui se sont penchés sur ce problème [et principalement Rindfleisch ([2]) en 1863] montrent que leurs observations, d'emblée exactes, établissaient déjà que la sclérose en plaques n'était pas une maladie débutant par le tissu nerveux, mais très exactement une atteinte du système vasculaire nourricier, cette atteinte ayant pour conséquence une perturbation de la nutrition du tissu nerveux sous la dépendance des vaisseaux lésés.

C'est surtout à Déjérine ([3]) que revient le mérite d'avoir insisté sur la prépondérance des lésions vasculaires de la moelle et du cervelet (artérites, endartérites, endothéliites) et de s'être demandé si elles ne constitueraient pas les lésions princeps susceptibles d'expliquer la genèse de la sclérose en plaques.

Avec notre Maître Charles Anglade nous avons pu nous-même, fréquemment, faire les mêmes observations au laboratoire d'histo-pathologie nerveuse de Château-Picon (Bordeaux) sans pouvoir alors utilement les interpréter, car l'étiologie de ces lésions vasculaires n'ayant pas été déterminée malgré la théorie infectieuse de P. Marie ([4]), on en avait méconnu l'importance capitale et l'on s'était orienté vers d'autres hypothèses.

Aujourd'hui, la mise en évidence du processus spécifiquement angiotrope que représente l'infiltration rickettsienne et néo-rickettsienne des tuniques vasculaires (principalement de l'adventice) redonnent leur valeur primordiale aux observations, toujours valables, des premiers histo-pathologistes ayant étudié les lésions de la sclérose en plaques.

b. Les lésions nerveuses. — Pour autant que les lésions vasculaires soient constantes et prépondérantes, elles ne sont pas les seules. Comme l'ont fait ressortir Charcot (5), Babinski (6), A. Thomas (7), I. Bertrand (8), Marinesco (9) parmi tant d'autres, on note toujours des altérations du tissu nerveux. Ces lésions consistent en atteintes plus ou moins marquées des cylindre-axes dont la myéline est l'objet de perturbations importantes. Mais, d'une façon générale, ces lésions ne sont pas définitives; il semble, en effet, que les cylindre-axes atteints puissent subir une véritable restauration anatomique.

Les cellules paraissent peu touchées, elles sont cependant l'objet de modifications (phénomènes de vacuolisation, de dégénérescence graisseuse, de tigrolyse, etc.).

Toutes ces lésions sont secondaires, attribuables en partie à la prolifération névroglique, mais aussi vraisemblablement, à l'anoxie et à l'action des toxines rickettsiennes et néo-rickettsiennes susceptibles d'exercer une part active dans le processus de démyélimination.

c. La névroglie, son rôle. — Dans la sclérose en plaques la névroglie est le siège d'une prolifération intense. Elle doit cette révolution, non aux fonctions mineures de soutien et de remplissage qu'on lui concède, mais au fait qu'appartenant au système réticulo-endothélial, elle présente dans certains processus pathologiques, un pouvoir phagocytaire manifeste. La disposition radiée de son feutrage encerclant méthodiquement les éléments vasculaires réceptacles de l'agent pathogène, traduit une tentative de phagocytose. Rappelons que dans l'artériosclérose de la moelle et du cervelet, processus susceptible de reproduire intégralement le tableau clinique de la sclérose en plaques, le système réticulo-endothélial n'étant pas sollicité par les toxines endogènes, la phagocytose ne se manifeste pas et l'on n'observe pas de prolifération de la névroglie, sauf dans les cas de coexistence d'une autre infection.

En conclusion, sur le plan histo-physio-pathologique, on est donc amené à concevoir la sclérose en plaques comme le résultat d'une perturbation de la nutrition du tissu nerveux consécutive à l'atteinte vasculaire, perturbation s'adressant surtout aux deux éléments majeurs : l'oxygène et le glucose. Cette théorie de l'anoxie dans la sclérose en plaques présente le grand intérêt de pouvoir apporter une explication plausible aux rémissions si fréquentes au cours de cette affection.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) P. LE GAC, P. GIROUD et N. DUMAS, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1937.
(2) RINDFLEISCH, *Virchows. Arch.*, 26, 1863.
(3) DEJERINE, *Rev. méd. mens.*, 3, 1883, p. 172.
(4) P. MARIE, *Progrès médical*, 1884.
(5) CHARCOT, *Bull. et mém. de la soc. des Hôp. de Paris*, 1866, p. 79.
(6) BABINSKI, *Thèse*, Paris, 1885.
(7) A. THOMAS, *Rev. neur.*, 15 juin 1910, p. 490.
(8) I. BERTRAND, *Réun. neur. internat.*, Paris, 1924.
(9) MARINESCO, *Rev. neur.*, n° 14, 1909, p. 957.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Géographie et Navigation, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par la mort de M. *Georges Durand-Viel :*

En première ligne..................	M. **André Gougenheim.**
En deuxième ligne, ex-æquo *et par ordre alphabétique*................	MM. **Jacques Bourcart.** **Robert Legendre.** **Jean Vignal.**
En troisième ligne..................	M. **Bernard Decaux.**
En quatrième ligne.................	M. **Robert Genty.**

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

La séance est levée à 17 h 5 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE FÉVRIER 1960.

(*Suite*).

L'altération des granites calco-alcalins et des granodiorites en Côte-d'Ivoire forestière et les sols qui en sont dérivés, par NOËL LENEUF. Thèse. Paris, Office de la recherche scientifique et technique Outre-Mer.

Berzelius et la force vitale, par HUGO THEORELL. Estratto dai *Rendiconti dell' Accademia nazionale dei XL*, serie IV, vol. X. Roma, Accademia nazionale dei XL, 1959; 1 fasc. 31,5 cm.

Union géodésique et géophysique internationale. Comité national français. *Commission du Bassin de la Seine*, Cahier n° 15. *Prévision à très longue échéance. Changements climatiques résultant de l'érosion*, par VLADIMIR FROLOW. Paris, 1959; 1 fasc. 27 cm.

*Le cycle évolutif d'*Æcidium Poiraultianum *Troffer*, par ERNST GÄUMANN et CHARLES TERRIER, in *Rev. d. Mycologie*, 22, 1957; 1 feuille 24 cm.

Uromyces brizæ nov. spec., von ERNST GÄUMANN, EMIL MÜLLER, CHARLES TERRIER, in *Sydowia, Annales Mycologici*, Beiheft 1, 1957. Horn, N. Ö., Austria, Ferdinand Berger; 1 feuille 24,5 cm.

Extraits de *Uredineana*, vol. V, 1958 : *Le cycle évolutif de* Schrœteriaster alpinus (*Schroet.*) *Magn.*, par ERNST GÄUMANN, CHARLES TERRIER. *Les espèces de* Puccinia *sur le genre* Crucianella, par ERNST GÄUMANN. Paris, Paul Lechevalier; 2 fasc. 25 cm.

Extraits de *Phytopathologische Zeitschrift*, Band 32, Heft 3, 1958 : *Der Einfluss der Fusarinsäure auf den Wasserhaushalt abgeschnittener Tomatensprosse*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN, H. SCHÜEPP, W. OBRIST. Heft 4, 1958 : *Ueber die Wirkungsmechanismen der Fusarinsäure*, von ERNST GÄUMANN. Band 34, Heft 4, 1959 : *Ueber Lycomarasminsäure ein Umwandlungsprodukt des Lycomarasmins*, von ERNST GÄUMANN, ST. NAEF-ROTH. Band 35, Heft 4, 1959 : *Ueber die Isolierung und den chemischen Nachweis des Orchinols*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN. Band 36, Heft 1, 1959 : *Ueber chemische Abwehrreaktionen bei Orchideen*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN. Heft 2, 1959 : *Der Einfluss einiger Wilketoxine auf den Wasserhaushalt abgeschnittener Tomatensprosse*, von ERNST GÄUMANN, H. KERN, W. OBRIST. Berlin, und Hamburg, Paul Parey; 6 fasc. 24,5 cm.

Annales françaises de Chronométrie. Période d'un oscillateur quasi-linéaire. Applications de la seconde approximation de la formule d'Airy, par RAYMOND CHALÉAT. *La précision du pendule conique*, par RAYMOND CHALÉAT, 1955; 2 fasc. 24 cm.

Étude des problèmes particuliers aux goupilles de raquette, par RAYMOND CHALÉAT, in *Actes du Ve Congrès international de chronométrie*. Besançon, Institut de Chronométrie, s. d.; 1 fasc. 24 cm.

Recherches sur la synchronisation, par RAYMOND CHALÉAT. Thèse. Paris, Imprimerie Sennac, 1954; 1 vol. 23,5 cm.

Théorie générale de l'échappement à ancre, par RAYMOND CHALÉAT, in *Annales de Chronométrie*, nos 3-4. Paris, Imprimerie Sennac, s. d.; 1 vol. 24 cm.

Introduction mathématique à la mécanique des fluides, par CAIUS JACOB. Préface par HENRI VILLAT. Budapest, Éditions de l'Académie de la République populaire roumaine, et Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 24 cm (présenté par M. Henri Villat).

LEONHARDI EULERI, Opera omnia. Sub auspiciis Societatis scientiarum naturalium helveticae. Edenda curaverunt ANDREAS SPEISER, ERNST TROST, CHARLES BLANC. Series secunda : *Opera mechanica et astronomica*. Vol. XXVIII. Turici, Orell Füssli, 1959; 1 vol. 29 cm.

Les systèmes d'idéaux, par PAUL JAFFARD, in *Travaux et recherches mathématiques*, vol. 4. Paris, Dunod, 1960; 1 vol. 24,5 cm.

Le parasitisme chez les plantes, par CHARLES CHRISTMANN. Paris, Armand Colin, 1960; 1 vol. 16,5 cm.

Université de Paris. Conférences du Palais de la Découverte. Série A, no 252 : *Aperçus sur les zoonoses*, par P. GORET. Série D, no 67 : *A la recherche de l'unité élémentaire des organismes vivants. Histoire de la théorie cellulaire*, par MARC KLEIN. Paris, Librairie du Palais de la Découverte, 1959; 2 fasc. 18 cm.

Id. Série B, no 28. *La méthode expérimentale. Son histoire, ses tendances actuelles*, par RENÉ LECLERCQ. Paris, Librairie du Palais de la Découverte, 1959; 1 fasc. 21 cm.

Studies on the physiological and ecological Background to the reproduction of the Capercaillie (Tetrao urogallus *Lin*), by VIDAR MARCSTRÖM. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wicksells Boktryckeri AB, 1960; 1 fasc. 23,5 cm.

K. Svenska Vetenskapsakademiens Arsbok för är 1959 Belaga, *Svante Arrhenius till 100-årsminnet av hans födelse.* Stockholm, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1959; 1 vol. 22,5 cm.

National physical laboratory. Symposium no 9. *The Physical chemistry of metallic solutions and Intermetallic Compounds.* Vol. I et II. London, Her Majesty's stationery office, 1959; 2 vol. 23,5 cm.

The first and last balloon ascents of Pilatre de Rozier, by W. A. SMEATON, in *Archives internationales d'histoire des sciences*, no 44, juillet-septembre 1958. Paris, Hermann; 1 fasc. 24 cm.

Lavoisier's membership of the assembly of representatives of the Commune of Paris 1789-1790, by W. A. SMEATON et *L'avant-coureur. The journal in which some of Lavoisier's earliest research was reported*, by W. A. SMEATON, in *Annals of Science*, vol. 13, no 4, décembre 1957; 2 extraits 24,5 cm.

Fourcroy and the anti-phlogistic theory, by W. A. SMEATON, in *Endeavour*, vol. XVIII, no 70, 1959; 1 extrait 28 cm.

République française. Institut national de la statistique et des études économiques. *Annuaire statistique de la France.* Résultats de 1958. LXVe vol. Nouvelle série, no 7. Paris, Imprimerie nationale et Presses universitaires de France, 1959; 1 vol. 28 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 MARS 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

M. **Georges Champetier** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la section de Chimie, par la mort de M. *Paul Lebeau.*

M. **Jean Timmermans** adresse en hommage le volume 3 : *Systems with metallic compounds*, de son Ouvrage intitulé : *The physico-chemical constants of binary systems in concentrated solutions.*

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Maurice-Marie Janot. *Auguste Béhal* (1859-1941), in *Compte rendus de la Séance publique annuelle de l'Académie de pharmacie*, 7 janvier 1959.

2° Commissariat à l'énergie atomique. *Étude des processus des transformations dans les alliages uranium-molybdène de teneur* 0,5 *à* 4 % *en poids de molybdène*, par Jeanne Lehmann (Thèse, Paris).

3° id. *Extraction des sulfates par les amines à longues chaînes*, par Christiane Boirie (Thèse, Paris).

4° id. *Étude des transformations par revenu de la phase* γ *cubique centrée des alliages uranium-molybdène*, par Hubert Mikaïloff (Thèse, Paris).

5° id. *Convection forcée de la chaleur dans les espaces annulaires*, par Jacques Pelcé (Thèse, Poitiers).

6° The Japan Society for testing materials. *Proceedings of the second Japan Congress on testing materials.*

ÉLECTIONS, DÉLÉGATIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Géographie et Navigation, en remplacement de M. *Georges Durand-Viel*, décédé.

Le scrutin donne les résultats suivants :

	1er tour.	2e tour.	3e tour.
Nombre de votants.........	65	66	65
	Nombre de suffrages.		
M. Jacques Bourcart..........	22	25	30
M. André Gougenheim........	17	26	29
M. Robert Legendre..........	11	13	5
M. Jean Vignal..............	9	1	
M. Bernard Decaux...........	6		
Bulletins blancs..............		1	1

Aucun candidat n'ayant obtenu la majorité absolue; il est procédé, conformément au règlement, au scrutin de ballottage entre les deux candidats qui n'en ont point deux autres supérieurs en suffrages, MM. Jacques Bourcart et André Gougenheim. Ce scrutin donne les résultats suivants :

	1er tour.	2e tour.
Nombre de votants..........	64	65
	Nombre de suffrages.	
M. Jacques Bourcart............	32	33
M. André Gougenheim...........	29	29
Bulletins blancs................	3	3

M. **Jacques Bourcart**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

MM. **Arnaud Denjoy**, **Joseph Pérès** et **René Garnier** sont désignés pour représenter l'Académie aux Cérémonies organisées par l'**Accademia dei Lincei**, à Rome, en novembre 1960, à l'occasion du centième anniversaire de la naissance de **Vito Volterra**.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique ou 2.4-D et de la cinétine sur des plantules de* Nicotiana Tabacum L. Note de M. ROGER GAUTHERET.

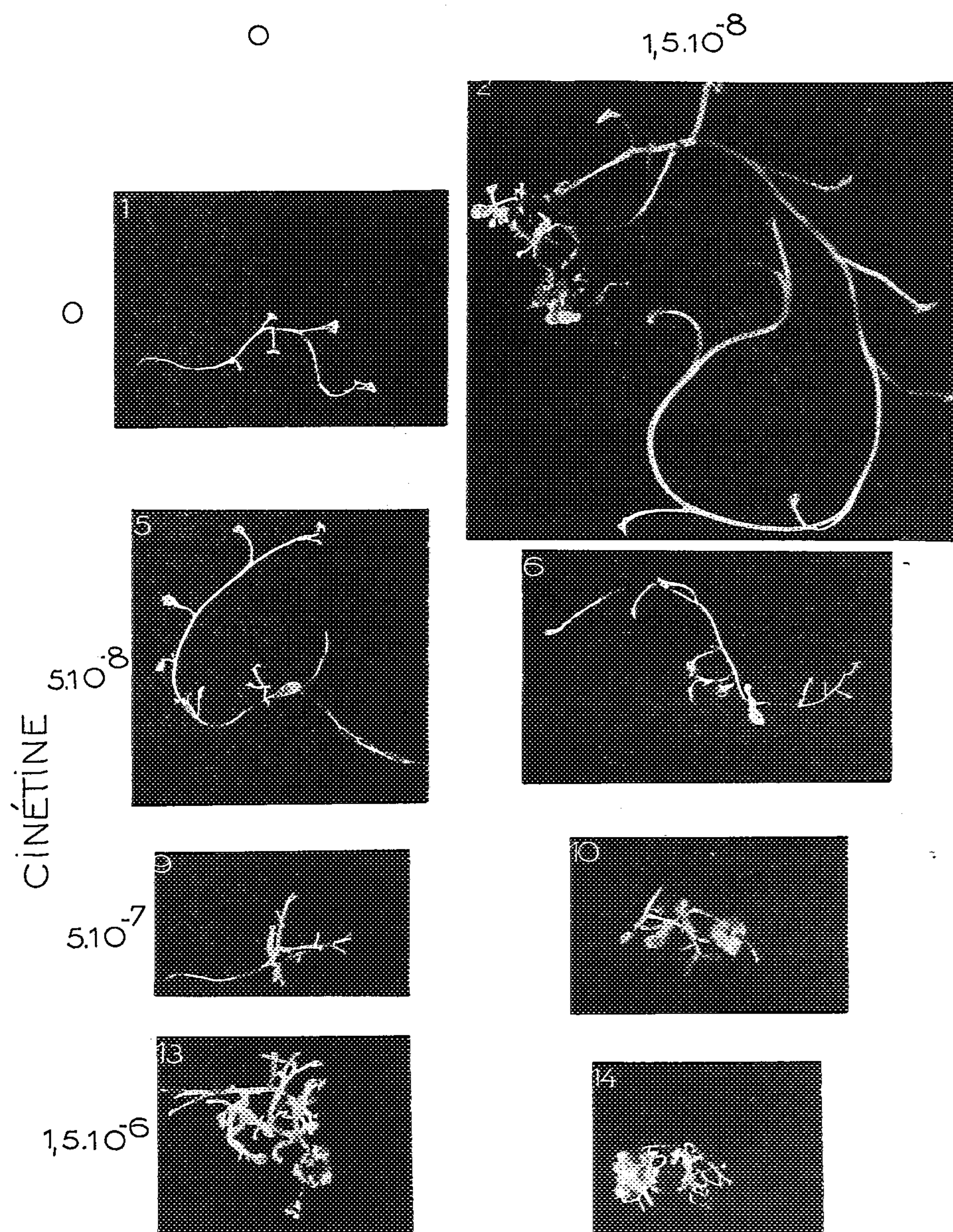
L'association de 2.4-D et de cinétine provoque des phénomènes d'histogenèse complexes et variés résultant de processus d'antagonisme ou de synergie ou enfin de l'apparition de propriétés qui ne sont manifestées par aucune des deux substances prises séparément.

Les recherches de Skoog et de ses collaborateurs [1] à [3] ont établi que la cinétine (6-furfurylaminopurine) stimule la prolifération de fragments de parenchyme médullaire ou de segments de tiges de Tabac, à condition d'être associée à une auxine. Si l'on fait varier les doses relatives des deux substances stimulantes, on constate que l'auxine a tendance à provoquer la néoformation de racines et à inhiber le développement des bourgeons tandis que la cinétine manifeste des propriétés inverses; il se peut que leurs activités organogènes se neutralisent réciproquement et qu'on observe alors une prolifération anarchique.

Il nous a paru intéressant de reprendre ces travaux en utilisant, non pas des segments de tiges, mais des jeunes plantules dépourvues de formations secondaires et en recherchant si les phénomènes obtenus sous l'action conjuguée de cinétine et d'auxine ne seraient pas plus compliqués que ceux relatés par Skoog. Nous avons réalisé des cultures aseptiques de plantules de *Nicotiana Tabacum* L. dans des milieux nutritifs (solution de Knop additionnée de gélose et de 5 % de glucose) contenant de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D) à des doses allant de $1,5.10^{-8}$ à $1,5.10^{-6}$ associé à de la cinétine (5.10^{-8} à 5.10^{-6}).

Plusieurs séries de témoins furent préparés en utilisant des milieux dépourvus de facteurs stimulants ou contenant, soit du 2.4-D, soit de la cinétine. Les cultures furent maintenues à l'obscurité, dans une pièce dont la température variait entre 25 et 31°. L'expérience fut arrêtée au bout de deux mois et demi. Les plantules témoins avaient alors atteint le stade cinq feuilles (*fig.* 1). Nous avons comparé les résultats fournis par les diverses combinaisons de 2.4-D et de cinétine. Les réactions furent régulières; nous n'avons enregistré en effet que de faibles différences entre les six à huit plantules de chaque lot correspondant à une même condition culturale. Nous avons concrétisé les résultats par des photographies de plantules correspondant aux résultats moyens, et par un tableau.

A faible dose (1,5 à 5.10^{-8}) le 2.4-D stimula la croissance des plantules; en fin d'expérience, celles-ci avaient en effet de 10 à 12 feuilles. En même temps, on observa aussi une tendance au gigantisme (*fig.* 2). Les tiges



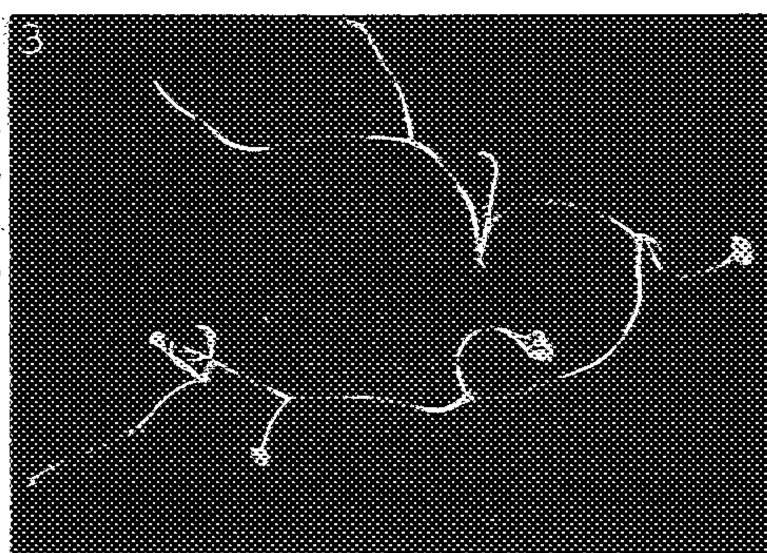
Plantules de *Nicotiana Tabacum* L. ayant été cultivées pendant deux mois et demi dans des milieux contenant de la cinétine, du 2.4-D ou un mélange des deux substances (G × 0,6).

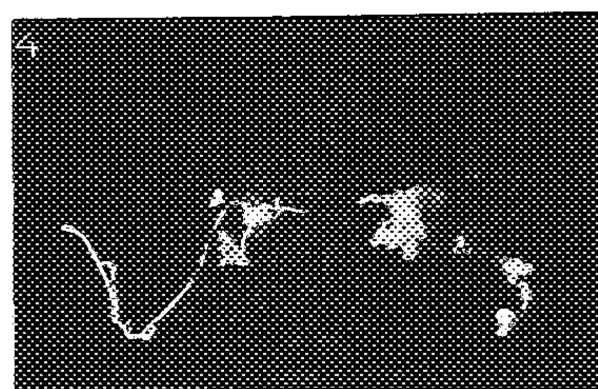
étaient charnues, leurs entre-nœuds très allongés et leurs feuilles exagérément larges. D'autre part, des cals s'étaient développés au niveau du

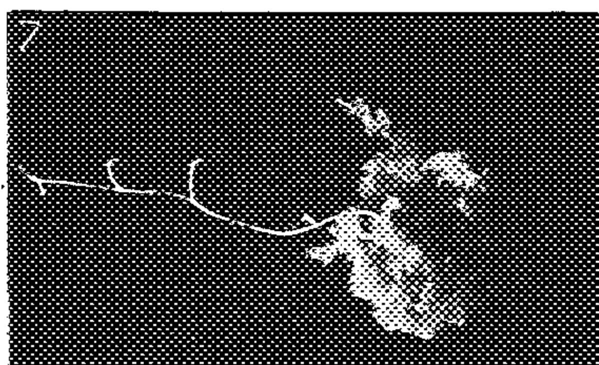
collet. Ces cals ne résultaient pas d'une véritable prolifération, mais d'une transformation hyperhydrique, c'est-à-dire d'un gonflement des cellules, accompagné d'une dissociation (*voir* tableau). Lorsqu'on augmentait la

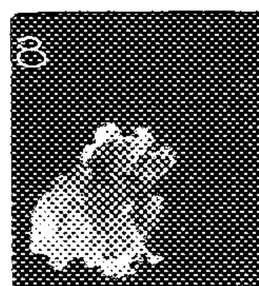
PHÉNOXYACÉTIQUE

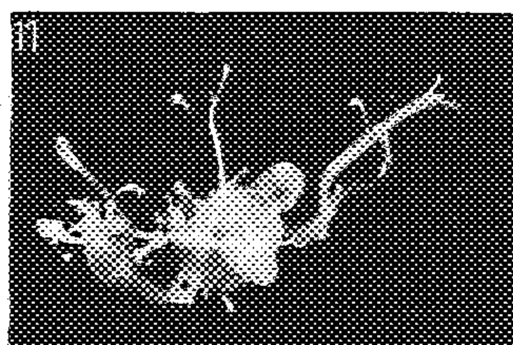
1,5.10^{-7} 5.10^{-7}



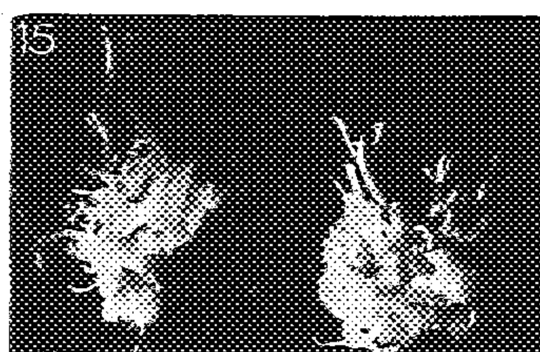


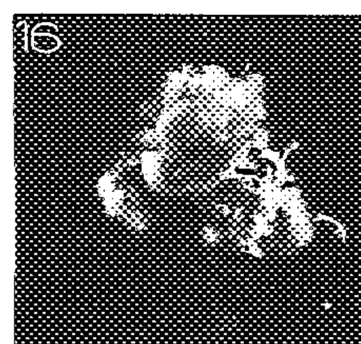












concentration du 2.4-D, la stimulation du développement des plantules fléchissait (*fig.* 3) et l'on observait même une inhibition pour de fortes doses. Par contre, la transformation hyperhydrique s'accentuait et l'on

observait aussi des phénomènes de rhizogenèse caractérisés par l'apparition de racines sur la tige ou celle de nombreux méristèmes radiculaires au sein des tissus hyperhydriques.

acide 2,4-dichloro-phénoxy-acétique / cinétine	0	$1{,}5.10^{-8}$	5.10^{-8}	$1{,}5.10^{-7}$	$5\ 10^{-7}$	$1{,}5.10^{-6}$
0		O	O	O O	O O	O O O
5.10^{-8}			— O	— O O	≣ O	≡ O
5.10^{-7}	∧ Ax	∧ ∧ Ax — +	∧ Ax ≡ + + + +	∧ Ax ≣ + + +	∧ ∧ Ax ≣ + +	= O +
$1{,}5.10^{-6}$	∧∧ Ax =	∧∧∧ Ax Ad ≡	∧∧∧∧∧∧ Ad ≣ + +	∧∧∧ Ad Ax ≣ + + + +	∧ Ad ≡ + + + +	∧ = + + +
5.10^{-6}	∧ Ax =	∧∧ Ax —	∧∧∧ Ax = + + +	∧∧∧∧ Ad ≡ + +	∧ Ad = + + +	∧ Ax — + +

Action de la cinétine et du 2.4-D sur les phénomènes d'histogenèse et d'organogenèse manifestés par des plantules de *Nicotiana Tabacum* L. Chaque phénomène a été représenté par des signes conventionnels d'autant plus nombreux qu'il s'est manifesté de façon plus marquée.

O, transformation hyperhydrique; —, prolifération cellulaire; +, différenciation de formations cribro-vasculaires; ∧, développement de bourgeons axillaires (Ax) ou néoformés (Ad).

On remarque que les réactions des plantules sont à la fois complexes et très nuancées.

La cinétine employée seule a fourni des résultats différents. A faible dose, elle a favorisé le développement des plantules, mais dans une moindre mesure que le 2.4-D (*fig.* 2 et 5). A dose plus forte elle a freiné l'élongation des plantules mais déterminé par contre le développement des bourgeons axillaires qui sont normalement inhibés par l'apex. Il ne s'agissait pas d'un processus de caulogenèse, mais seulement d'une levée d'inhibition (*fig.* 9 et 13). A partir d'une dose de l'ordre de $1{,}5.10^{-6}$, la cinétine provoqua en outre l'apparition de cals compacts (*fig.* 9 et tableau) résultant d'une prolifération anarchique des cellules : ces cals étaient absolument indifférenciés. Des doses encore plus fortes ont provoqué des phénomènes identiques mais moins accentués par suite d'un début d'action toxique.

En combinant enfin les diverses doses de 2.4-D et de cinétine, nous avons

obtenu des résultats fort nuancés. De faibles doses de cinétine, de l'ordre de 5.10^{-8} suffisaient à modifier les effets du 2.4-D, lorsque celui-ci était également présent à faible dose ($1,5.10^{-8}$); c'est ainsi que le gigantisme des plantules était plus discret que sans cinétine (*fig.* 6). En associant 5.10^{-8} de cinétine à des doses de 2.4-D de l'ordre de $1,5.10^{-7}$ à $1,5.10^{-6}$, nous avons obtenu une inhibition du développement des plantules, mais en revanche elles ont produit des cals énormes (*fig.* 7 et 8), résultant d'une intense prolifération des cellules, accompagnée d'une transformation hyperhydrique nettement plus faible qu'en absence de cinétine (*voir* tableau). Nous avons enfin constaté que, même à la dose de 5.10^{-8}, la cinétine atténuait les propriétés rhizogènes du 2.4-D.

A dose un peu plus forte (5.10^{-7}), la cinétine provoquait de remarquables phénomènes d'interaction si on l'associait au 2.4-D. C'est ainsi qu'à partir d'une dose d'auxine de l'ordre de $1,5.10^{-8}$ on observait la production de cals (*fig.* 10 à 12) résultant d'une prolifération anarchique des cellules de la racine et parfois aussi de l'hypocotyle. Cette prolifération qui n'était accompagnée d'aucun processus hyperhydrique atteignait un maximum pour 5.10^{-7} de 2.4-D (associé comme nous l'avons dit à 5.10^{-7} de cinétine). Ces cals n'étaient pas homogènes comme c'était le cas lorsque la dose de cinétine était plus faible, mais ils se différenciaient pour donner des formations cribro-vasculaires particulièrement abondantes lorsque le milieu renfermait 5.10^{-8} de 2.4-D et 5.10^{-7} de cinétine. Signalons enfin qu'à la dose de 5.10^{-7} la cinétine provoquait le développement des bourgeons axillaires pour toutes les doses de 2.4-D (*fig.* 10 à 12) sauf pour les plus fortes ($1,5.10^{-6}$), en raison de l'apparition d'une certaine toxicité.

C'est à la dose de $1,5.10^{-6}$ que la cinétine a manifesté la plus grande activité. Elle a provoqué une inhibition prononcée de l'élongation des plantules (*fig.* 13 à 16) mais par contre, les phénomènes de prolifération anarchique furent particulièrement intenses et nous avons observé la production de cals volumineux notamment pour des doses de 2.4-D allant de 5.10^{-8} à 5.10^{-7} (*fig.* 15 et 16 et tableau). Ces cals renfermaient de nombreuses formations cribro-vasculaires et aussi des bourgeons néoformés, particulièrement lorsque la dose de 2.4-D était de l'ordre de 5.10^{-8} à $1,5.10^{-7}$ (tableau et *fig.* 15). Cette néoformation de bourgeons ne s'observait vraiment que sous l'action conjuguée du 2.4-D et de la cinétine (tableau), car employée seule la cinétine ne provoquait, rappelons-le, que la levée d'inhibition des bourgeons axillaires (tableau et *fig.* 13). Indiquons encore que, comme dans les cas précédents, une forte dose de 2.4-D ($1,5.10^{-6}$) manifestait des phénomènes de toxicité s'exprimant par des réactions amoindries.

Enfin, l'association de 5.10^{-6} de cinétine et de diverses doses de 2.4-D n'a provoqué qu'un faible développement des plantules, par suite d'un début d'action toxique. Mais, qualitativement, les phénomènes furent analogues à ceux provoqués par une dose plus faible de cinétine (tableau).

On voit en somme que l'association de 2.4-D et de cinétine provoque des phénomènes très nuancés. La cinétine inhibe les processus de transformation hyperhydrique et de rhizogenèse induits par le 2.4-D tandis que celui-ci, du moins à forte dose, gêne l'élongation des plantules et l'action qu'exerce la cinétine sur le développement des bourgeons des plantules. Des processus d'antagonisme se manifestent donc. Mais il se produit aussi des phénomènes de synergie. Ainsi, le 2.4-D renforce les propriétés excito-formatrices de la cinétine. D'autre part, l'association d'auxine et de cinétine détermine des phénomènes qui ne sont provoqués par aucune des deux substances prises isolément, comme la néoformation de bourgeons ou la différenciation de formations cribro-vasculaires au sein des cals. Il est probable que les aspects très divers que revêt l'interaction 2.4-D-cinétine expriment des modifications très nuancées des processus biochimiques qui s'opèrent dans les tissus, modifications dont l'étude mérite d'être abordée.

(1) C. Miller, F. Skoog, M. H. von Saltza et F. M. Strong, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1392.
(2) F. Skoog et C. O. Miller, *Symp. Soc. Exper. Biol.*, nº 11, 1957, p. 118-131.
(3) F. M. Strong, *Topics in microbial chemistry. Antimycin, Coenzyme A, Kinetin and Kinins*, John Wiley et Sons, New-York, 1958, 166 pages.

CYTOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *Sur le mode d'activité sécrétoire de certaines cellules conjonctives au cours des réactions inflammatoires aseptiques. Étude au microscope électronique.* Note (*) de MM. **Albert Policard, André Collet** et Mlle **Suzanne Prégermain** ([1]).

Dans les réactions inflammatoires aseptiques du tissu conjonctif s'observent des cellules élaboratrices de protéines dont le mode de sécrétion, précisé au microscope électronique, se fait par clasmatose et passage dans le milieu intercellulaire de formations vésiculaires d'origine ergastoplasmique.

Au cours de recherches expérimentales au microscope électronique sur les inflammations aseptiques de l'épiploon et du poumon, en particulier à la suite d'agressions par de la silice en particules inframicroscopiques, nous avons pu caractériser une évolution assez spéciale de certains éléments de la population cellulaire des zones inflammatoires. Ces éléments n'apparaissent que dans la seconde phase de l'inflammation, après la période de congestion, d'œdème et de diapédèse des polynucléaires, au moment où commencent à se constituer les cellules mononucléaires et les fibrilles collagènes caractéristiques du granulome inflammatoire.

A ce second stade se trouvent un nombre relativement élevé de grandes cellules offrant un développement considérable de leur réticulum endoplasmique (ergastoplasme). Dans certains de ces éléments, les sacs ergastoplasmiques sont aplatis mais très étendus et fortement garnis de ribosomes (grains de Palade). Cette disposition donne à la cellule une ressemblance avec les plasmocytes, avec toutefois des différences par rapport au type habituel de ceux-ci (pas de noyau caractéristique en particulier). Dans un travail antérieur ([2]) nous avons qualifié ces éléments par le nom de réticulo-histiocyte et apprécié leur quantité à environ 20 % de la population du granulome à ce stade.

Dans certains de ces éléments, les sacs ergastoplasmiques ne sont pas aplatis mais gonflés, quelquefois extrêmement, par un matériel homogène assez dense, quelquefois floconneux. Les sacs sont devenus des « citernes » (cisternæ) très volumineuses. Entre ces citernes, la matrice cytoplasmique fondamentale forme des travées minces garnies de nombreux ribosomes et renfermant quelques mitochondries.

Un nombre important de ces réticulo-histiocytes montrent une évolution curieuse. Leur corps cellulaire se disloque, en tout ou en partie. Par une sorte de clasmatose, des territoires cytoplasmiques étendus se détachent et deviennent libres dans le milieu intercellulaire, encore œdémateux à ce stade. Ces fragments disloqués ont la même structure que la cellule dont ils proviennent, c'est-à-dire de grandes citernes irrégulières aux formes arrondies limitées par des travées de matrice cytoplasmiques munies de nombreux ribosomes. A la périphérie, toujours plus ou moins

confuse et floconneuse, de ces territoires disloqués, certaines citernes semblent ouvertes et avoir déversé leur contenu dans le milieu.

La dislocation frappe toujours la partie corticale de la cellule, là où les citernes sont les plus grandes. Elle paraît quelquefois épargner la partie centrale périnucléaire; souvent, à son niveau, les sacs ergastoplasmiques demeurent, sinon aplatis, du moins peu dilatés en citernes. Certaines images laisseraient même suggérer que la partie centrale de la cellule non disloquée pourrait persister sous la forme d'une cellule plus petite. Ce point reste encore à préciser.

En d'autres points, la dislocation étant plus poussée, des citernes sont devenues libres dans le milieu intercellulaire sous la forme de grandes vésicules éparses dans le milieu, de forme sphérique ou ovalaire et de 0,3 à 1 μ de diamètre. Leur changement de forme peut s'expliquer par des actions de surface en milieu fluide.

La membrane limitant ces vésicules comprend la membrane du sac ergastoplasmique doublée par le cytoplasma fondamental, avec de nombreux ribosomes plaqués contre elle. L'épaisseur de cette membrane, dans la vésicule libre, est d'environ 150 à 200 Å. Sa surface externe peut être floue et floconneuse ou au contraire nette avec des ribosomes sur sa face profonde. Dans le premier cas, la séparation de la vésicule semble avoir eu lieu au milieu de la travée cytoplasmique limitant la citerne; dans le second la paroi de la vésicule libre, représente la totalité de la travée limitante; on peut y constater deux rangées de ribosomes.

Par-ci, par-là, au milieu de ces vésicules éparses, on peut constater des mitochondries, gonflées et évidemment modifiées, mais parfaitement identifiables.

Le sort des vésicules ainsi libérées est difficile à préciser. On a pu, à la vérité très rarement, observer des images semblant correspondre à l'ouverture de vésicules dans le milieu. La présence de débris de membranes encore garnie de ribosomes paraît confirmer cette ouverture des vésicules, par ailleurs physiologiquement vraisemblable. Toutefois, ce point mériterait confirmation.

La dislocation de ces réticulo-hystiocytes à type plasmocytaire a été, au début, rattachée à des artefacts. Toutefois, la constance de telles images dans des préparations parfaitement fixées (ce que démontraient les détails cytologiques constatés dans leur voisinage) nous a conduits à admettre qu'il s'agit là d'un processus tout à fait normal de sécrétion de ces cellules. Cette clasmatose des réticulo-histiocytes représenterait un mode normal de fonctionnement. On a, du reste, pu constater, dans des conditions assez analogues de réactions conjonctives, des images de même type [Schultze et Pease (3)]. On peut également rapprocher ces faits de ceux récemment décrits par J. P. Thiery (4).

Il reste à déterminer la nature exacte du produit ainsi rejeté dans le milieu. Bien que la démonstration chimique formelle n'en ait pas encore

été fournie, il y a tout lieu de penser qu'il s'agit de protéines. La constance de ribosomes au cours de l'évolution de ce processus permet de l'admettre. Par là, les réticulo-histiocytes, comme les plasmocytes dont ils se rapprochent, interviendraient dans la fourniture de matériel protéique au « pool » d'acides aminés et de protides que constitue le milieu intercellulaire, à un stade où précisément l'élaboration de nouvelles cellules et de fibres impose au tissu inflammatoire des besoins considérables en protides et en enzymes. Il est permis de penser que ce processus de synthèse de protéines, constaté dans des réactions inflammatoires aseptiques, est d'ordre général dans le domaine conjonctif. Bien entendu, il reste à préciser les mécanismes moléculaires par lesquels sont élaborés les protéines avant et peut-être aussi après la dislocation de ces réticulo-histiocytes. Des études en cours tentent en particulier de préciser le sort des ribosomes ainsi libérés dans le milieu intercellulaire.

Un Mémoire actuellement sous presse donnera les détails inframicroscopiques et les images microélectroniques concernant ce processus.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) Avec la collaboration technique de Christiane Reuet.

(2) A. Policard, A. Collet et S. Prégermain, *Presse médicale*, 67, 1959, p. 579.

(3) R. L. Schultz et D. C. Pease, *Amer. J. path.*, 35, 1959, p. 1017.

(4) J. P. Thiéry, *Rev. fr. études clin. et biol.*, 4, 1959, p. 601.

(Centre d'Études et Recherches des Charbonnages de France, Groupe poussières-silicose, Paris et Verneuil-en-Halatte, Oise.)

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

TOPOLOGIE. — *Sur certaines variétés triangulables.*

Note de M. **Kilambi Srinivasacharyulu**, présentée par M. Jean Leray.

On démontre l'existence de variétés triangulées de dimension 16 qui n'admettent aucune structure différentiable compatible avec leurs triangulations (1).

1. Soit $\xi = [\mathrm{E}, \pi, \mathrm{S}_n, \mathrm{S}_r, \mathrm{SO}(r+1)]$ un espace fibré de fibre, une sphère S_r, de groupe structural $\mathrm{SO}(r+1)$ et de base S_n. On sait que les classes d'équivalence des espaces fibrés sur S_n sont en correspondance biunivoque avec les éléments de $\pi_{n-1}(\mathrm{SO}(r+1))$. Nous avons (2).

Lemme 1. — *Étant donné deux entiers m et $r > 8$, il existe un espace fibré ξ de fibre S_{r-1} sur S_8 tel que la classe de Pontrjagin $p_2(\xi) = \pm 6m\alpha$, α étant un générateur de $\mathrm{H}^8(\mathrm{S}_8)$.*

Démonstration. — Puisque $\pi_7(\mathrm{SO}(r)) = \mathrm{Z}$ $(r > 8)$, il existe un espace fibré ξ de fibre $\mathrm{SO}(r)$ sur S_8 correspondant à $m \in \mathrm{Z}$ avec l'application caractéristique $m\alpha'$, où α' est un générateur de $\pi_7(\mathrm{SO}(r))$. Si ξ_c est l'extension complexe par l'inclusion $j : \mathrm{SO}(r) \to \mathrm{SU}(r)$, alors $p_2(\xi) = c_4(\xi_c)$; puisque $\pi_7(\mathrm{W}_{r,r-3}) = \mathrm{Z}$, on sait que $\partial'\alpha' = c_4[\xi_c].\varepsilon$ où ∂' est l'opérateur de la suite exacte d'homotopie d'espace fibré associée à ξ avec fibre $\mathrm{W}_{r,r-3}$; alors

$$c_4[\xi_c]\,\varepsilon = \partial' i = \pi_* j_* \partial i = m\pi_* j_*\,\alpha' = \pm 6m\pi_*\alpha', \qquad \text{puisque} \quad \pi_7(\mathrm{U}(r)) = \pi_7(w_{r,r-3}).$$

Donc $p_2(\xi) = \pm 6m\alpha$.

Soit ξ l'espace fibré vectoriel de groupe $\mathrm{SO}(r)$, $r > 8$, sur S_8 tel que $p_2(\xi) = \pm 6m\alpha$; soit E'_0 le sous-espace de E des vecteurs de longueur 1 (par rapport à une métrique riemannienne). Alors $\pi^* : \mathrm{H}^8(\mathrm{S}_8) \to \mathrm{H}^8(\mathrm{E}'_0)$ est un isomorphisme; donc $p_2(\mathrm{E}'_0) = \pm 6m\pi^*(\alpha)$ et la classe de Pontrjagin de E'_0 est un invariant combinatoire. Donc, nous avons obtenu une infinité de variétés qui ne sont pas équivalentes combinatoirement. Pour un r fixé, les variétés E'_0 sont de même type d'homotopie si $m = \pm m'$ (mod 240). Donc on a

Théorème 1. — *Si $m = \pm m'$ (mod 240), les E'_0 sont de même type d'homotopie, mais ne sont pas équivalentes combinatoirement.*

2. Dans le cas $r = 8$, on sait (3) que $\pi_7(\mathrm{SO}(8)) = \mathrm{Z} + \mathrm{Z}$ avec les générateurs ρ, σ définis par $\rho(x)y = xyx^{-1}$, $\sigma(x)y = xy$, où x, y sont les nombres de Cayley.

Lemme 2. — *Étant donné deux entiers m et n, il existe un espace fibré ξ*

de groupe structural SO(8) *sur* S_8 *avec* $p_2(\xi) = \pm 6(2m+n)\alpha$, $X(\xi) = n\alpha$, α *étant un générateur de* $H^8(S_8)$.

Démonstration. — En vertu du théorème de classification, le couple (m, n) détermine un espace fibré avec l'application caractéristique $m\rho + n\sigma$. L'obstruction pour l'existence d'une section pour l'espace fibré associé de fibre $W_{8,5}$ est $n\alpha$, donc la classe d'Euler-Poincaré $X(\xi) = n\alpha$. Comme plus haut, la classe $p_2(\xi)$ est donnée par

$$c_4[\xi_c]z = \pi_* j_*(m\rho + n\sigma) = \pi_*(2m+n)\mu = \pm 6(2m+n)\alpha \text{ où } \mu \in \pi(\mathrm{SO})(8)$$

puisque $\pi_6(SU(3)) = Z_6$, donc $p_2(\xi) = \pm 6(2m+n)\alpha$.

Considérons les espaces fibrés vectoriel $\xi_{m,1}$; on sait ([4]) que E'_0 est homéomorphe à S_{15}. Soit T(E) l'espace de Thom de E : T(E) est l'espace E′ des vecteurs de longueur $\leqq 1$ dans lequel le bord est identifié avec un point. E′ est une variété compacte de dimension 16 et une C^1-triangulation ([5]) de E′ donne une triangulation de T(E). On a $H^{2k}(T(E)) = Z$ pour $k = 0, 4, 8$ et les homomorphismes $H^8(S_8) \rightarrow H^8(E') \leftarrow H^8(T(E))$ sont des isomorphismes. Soit $\alpha' \in H^8(E')$, $\alpha'' \in H^8(T(E))$ correspondant à $\alpha \in H^8(S_8)$; puisque $< \alpha' \cup \alpha'', \mu > = \pm 1$, nous supposons que $I(T) = 1$. Les classes $p_2(E')$ et $p_2(T(E))$ sont les classes rationnelles correspondantes à $\pm 6(2m+1)\alpha'$ et $\pm 6(2m+1)\alpha''$ respectivement. Donc $p_2^2[T(E)] = 36(2m+1)^2$. Puisque $p_1(T(E)) = p_3(T(E)) = 0$, on a

$$3^4.5^2.7.I(T(E)) = 381\, p_4 - 19\, p_2^2,$$

donc $p_4[T(E)] = 3^4.5^2.7 + 19.6^2(2m+1)^2/381$ est un nombre rationnel en général (par exemple pour $m = 1$ ou ± 2).

Théorème 2. — *Les variétés* $T(E_{m,1})$, $m = 1, \pm 2$, *n'admettent aucune structure différentiable compatible avec leurs triangulations.*

En effet, s'il y avait une structure différentiable compatible avec une triangulation, le nombre $p_4[T(E)]$ serait entier *cf.* ([1]).

([1]) L'existence d'une telle variété de dimension 8 est démontrée par Thom, *cf.* R. Thom, *Les classes caractéristiques de Pontrjagin des variétés triangulées*, Mexico Symposium.

([2]) C'est analogue à un théorème de R. Bott.

([3]) H. Toda et coll., *Mem. Coll. Sc. Univ. Kyoto*, 1957, p. 227-230.

([4]) I. Tamura, *J. Math. Soc. Japan*, 10, 1958, p. 37.

([5]) J. H. C. Whitehead, *Ann. Math.*, 41, 1940, p. 809-824.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Transformées de Fourier inverses de* $e^{-i2\pi t_0\sqrt{q^2+M^2}}$ *et de* $e^{-i2\pi t_0\sqrt{q^2+M^2}}/2\sqrt{q^2+M^2}$, $q^2=p_1^2+p_2^2+p_3^2$, *fonctions singulières de l'électrodynamique*. Note (*) de M. **Jean Lavoine**, transmise par M. Paul Montel.

M. L. Schwartz a montré qu'il existe un espace de Hilbert invariant par les transformations de Lorentz composé par des distributions solutions de l'équation de Klein-Gordon pour une particule neutre de masse au repos m_0. L'étude des sections à temps constant (t_0) de cet espace fait intervenir les distributions [1] $G_y(t_0)=\overline{\mathcal{F}}\,g(t_0;q)$ et $H_y(t_0)=\overline{\mathcal{F}}\,h(t_0;q)$, $y=\sqrt{x_1^2+x_2^2+x_3^2}$, $g(t_0;q)=e^{-i2\pi t_0\sqrt{q^2+M^2}}$, $h(t_0;q)=g(t_0;q)/2\sqrt{q^2+M^2}$, $M=m_0\,c/h$ (h de Planck); la transformation de Fourier inverse est ici à *trois* dimensions (*voir* ci-dessous). Dans la suite,

$$u_\beta=y^2-(t_0-i\beta)^2,\qquad u=u_0\qquad U_\beta=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\sum_1^n\frac{1}{j}+\sum_1^{n+2}\frac{1}{j}\right)\frac{\pi^{2n}M^{2n}u_\beta^n}{n!\,(n+2)!}.$$

1. *Calcul de* $G_y(t_0)$ *pour* $t_0>0$. — La distribution $G_y(t_0)$ n'est pas calculable par l'intégrale de Fourier $\iiint_{R^3}g(t_0;q)\,e^{i2\pi(x_1p_1+x_2p_2+x_3p_3)}\,dp_1\,dp_2\,dp_3$. Mais, au sens des distributions tempérées,

$$G_y(t_0)=\lim_{\beta\to 0}V(\beta),\qquad V(\beta)=\overline{\mathcal{F}}\,g(t_0-i\beta;q)\qquad(\beta>0);$$

$V(\beta)$ est une trans-Fourier inverse classique que la transformation de Hankel ramène à une trans-Fourier *directe* à *une* dimension :

$$V(\beta)=\frac{i}{y}\int_{-\infty}^{\infty}g(t_0-i\beta;q)\,q\,e^{-i2\pi yq}\,dq=\frac{i}{y}\mathcal{F}_{(q)}qg(t_0-i\beta;q).$$

Or, pourvu que $t>0$ et que $-\pi<\arg u_\beta\leq\pi$, l'une des formules de Weyrich [2] sur les fonctions de Hankel-Bessel donne

$$(1)\qquad \frac{e^{-i2\pi(t_0-i\beta)\sqrt{q^2+M^2}}}{\sqrt{q^2+M^2}}=-i\pi\int_{-\infty}^{\infty}H_0^2\left(e^{-\frac{i\pi}{2}}2\pi M\sqrt{u_\beta}\right)e^{i2\pi qy}\,dy,$$

d'où

$$h(t_0-i\beta;q)=\overline{\mathcal{F}}_{(y)}K_0\left(2\pi M\sqrt{u_\beta}\right),\qquad \mathcal{F}_{(q)}h(t_0-i\beta;q)=K_0\left(2\pi M\sqrt{u_\beta}\right),$$

$$(2)\qquad \mathcal{F}_{(q)}qh(t_0-i\beta;q)=\frac{i}{2\pi}\frac{d}{dy}K_0\left(2\pi M\sqrt{u_\beta}\right)=-\frac{iMyK_1\left(2\pi M\sqrt{u_\beta}\right)}{\sqrt{u_\beta}}.$$

Moyennant dérivation par rapport à β, on obtient

$$iy^{-1}\mathcal{F}_{(q)}qg(t_0-i\beta;q)=V(\beta)=\frac{i2M^2(t_0-i\beta)K_2\left(2\pi M\sqrt{u_\beta}\right)}{u_\beta};$$

$$-\frac{iV(\beta)}{\pi^2 M^4} = (t_0 - i\beta)\left\{ U_\beta - [2\log C\pi M + \log(y^2 - (t_0 - i\beta)^2)]\frac{I_2(2\pi M\sqrt{u_\beta})}{\pi^2 M^2 u_\beta}\right\}$$
$$+ \frac{1}{4\pi^4 M^4 (t_0 - i\beta)}\left[\frac{1}{(y + t_0 - i\beta)^2} + \frac{1}{(y - t_0 + i\beta)^2}\right]$$
$$+ \frac{1 + 2\pi^2 M^2 (t_0 - i\beta^2)}{4\pi^4 M^4 (t_0 - i\beta)^2}\left[\frac{1}{y + t_0 - i\beta} - \frac{1}{y - t_0 + i\beta}\right],$$

où y varie de zéro à l'infini. Lorsque $\beta \to 0$, le second membre, traité comme une distribution, a pour limite la distribution suivante :

$$t\left\{ U_0 - [2\log C\pi M + \log|y^2 - t_0^2| + i\pi Y(t_0^2 - y^2)]\frac{I_2(2\pi M\sqrt{u_0})}{\pi^2 M^2 u_0}\right\}$$
$$+ \frac{1}{4\pi^4 M^4 t_0}\left[\frac{1}{(y + t_0)^2} + \mathrm{Pf}\frac{1}{(y - t_0)^2} + i\pi\,\delta'(y - t_0)\right]$$
$$+ \frac{1 + 2\pi^2 M^2 t_0^2}{4\pi^4 M^4 t_0^2}\left[\frac{1}{y + t_0} - \mathrm{Pf}\frac{1}{y - t_0} + i\pi\,\delta(y - t_0)\right],$$

où $Y(\rho) = 1$ si $\rho > 0$ et 0 si $\rho < 0$, $\delta(y - t_0)$ distribution de Dirac ([3]) pour la valeur t_0 de la variable y; Pf dénote la *partie finie*.

Par regroupement des termes, on obtient finalement

$$(3)\quad G_y(t_0) = \mathrm{Pf}Y(t_0^2 - y^2)\frac{\pi M^2 t_0}{t_0^2 - y^2}H_2^{(2)}(2\pi M\sqrt{t_0^2 - y^2}) - \frac{\delta'(y - t_0)}{4\pi t_0}$$
$$- \frac{1 + 2\pi^2 M^2 t_0^2}{4\pi t_0^2}\delta(y - t_0) + i\,\mathrm{Pf}Y(y^2 - t_0^2)\frac{2M^2 t_0}{y^2 - t_0^2}K_2(2\pi M\sqrt{y^2 - t_0^2}),$$

$Y(t_0^2 - y^2)$ et $Y(y^2 - t_0^2)$ ont pour supports respectifs l'intérieur et l'extérieur de la sphère $y = t_0$.

2. *Calcul de* $H_y(t_0)$ *pour* $t_0 > 0$. — Même procédé que ci-dessus :

$$H_y(t_0) = \lim_{\beta \to 0}\bar{\mathcal{F}}h(t_0 - i\beta;\, q) = (y)^{-1}\lim_{\beta \to 0}\mathcal{F}_{(q)}qh(t_0 - i\beta;\, q).$$

En recourant à (2), on trouve

$$(4)\quad H_y(t_0) = \mathrm{Pf}Y(u)\frac{M}{\sqrt{u}}K_1(2\pi M\sqrt{u})$$
$$+ i\,\mathrm{Pf}Y(-u)\frac{\pi M}{2\sqrt{-u}}H_1^{(2)}(2\pi M\sqrt{-u}) - \frac{i}{4t_0}\delta(y - t_0)$$

ce qu'on obtient aussi en dérivant par rapport à M les deux membres de (3) divisés par 2.

3. En employant au lieu de (1) l'autre formule de Weyrich on obtient $\bar{\mathcal{F}}.\overline{g(t_0;\, q)}$ et $\bar{\mathcal{F}}.\overline{h(t_0;\, q)}$. Ce sont respectivement les seconds membres de (3) et (4) avec changements de i en $-i$ et de $H^{(2)}$ en $H^{(1)}$. Il suffit alors d'y remplacer t_0 par $|t_0|$ pour avoir les $G_y(t_0)$ et $H_y(t_0)$ correspondant à $t_0 < 0$.

On en déduit aussi les résultats suivants où t_0 est *positif et fixé* :

$$Q_y(t_0) = \bar{\mathcal{F}}\sin 2\pi t_0\sqrt{q^2 + M^2}$$
$$= \mathrm{Pf}Y(-u)\frac{\pi M^2 t}{-u}N_2(2\pi M\sqrt{-u}) - \mathrm{Pf}Y(u)\frac{2M^2 t_0}{u}K_2(2\pi M\sqrt{u}),$$

$$Q_y^1(t_0) = \overline{\mathcal{F}} \cos 2\pi t_0 \sqrt{q^2+M^2} = Y(-u)\frac{\pi M^2 t_0}{-u} J_2(2\pi M\sqrt{-u})$$

$$-\frac{\delta'(y-t_0)}{4t_0} - \frac{1+2\pi^2 M^2 t_0^2}{4\pi t_0^2}\delta(y-t_0),$$

$$P_y(t_0) = \overline{\mathcal{F}} \frac{\sin 2\pi t_0\sqrt{q^2+M^2}}{\sqrt{q^2+M^2}} = -Y(-u)\frac{\pi M}{\sqrt{-u}} J_1(2\pi M\sqrt{-u}) + \frac{1}{2t_0}\delta(y-t_0),$$

$$P_y^1(t_0) = \overline{\mathcal{F}} \frac{\cos 2\pi t_0\sqrt{q^2+M^2}}{\sqrt{q^2+M^2}} = \mathrm{Pf}\,Y(-u)\frac{\pi M}{\sqrt{-u}} N_1(2\pi M\sqrt{-u}) + \mathrm{Pf}\,Y(u)\frac{2M}{\sqrt{u}} K_1(2\pi M\sqrt{u})$$

(J, K, N, fonctions de Bessel et associées habituelles).

On voit que $i\,P_y(t_0)$ et $P_y^1(t_0)$ ont pour expressions respectives celles des *fonctions singulières* Δ, Δ_1 de l'électrodynamique quantique quand le temps y est fixé.

4. *Cas d'une particule de masse nulle :* $t_0 > 0$,

$$G_y(t_0) = i\,\mathrm{Pf}\frac{t_0}{\pi^2(y^2-t_0^2)^2} - \frac{1}{4\pi t_0}\delta'(y-t_0) - \frac{1}{4\pi t_0^2}\delta(y-t_0),$$

$$H_y(t_0) = \mathrm{Pf}\frac{1}{2\pi(y^2-t_0^2)} - \frac{i\delta(y-t_0)}{4t_0},$$

$$P_y(t_0) = \frac{\delta(y-t_0)}{2t_0}, \qquad P_y^1(t_0) = \mathrm{Pf}\frac{1}{\pi(y^2-t_0^2)}$$

(*cf.* les fonctions singulières D et D_1).

5. *Cas où* $t_0 = 0$. — On retrouve ([1])

$$P_y^1(0) = \overline{\mathcal{F}}\frac{1}{\sqrt{q^2+M^2}} = \frac{2MK_1(2\pi My)}{y}, \quad \text{si } M \neq 0;$$

$$P_y^1(0) = \overline{\mathcal{F}}\frac{1}{|q|} = \frac{1}{\pi y^2}, \quad \text{si } M = 0.$$

N. B. — On pourra remplacer $\delta(y-t_0)/2t_0$ par $\delta(y^2-t_0^2)$, $t_0 > 0$ ([3]).

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) L. Schwartz, *Matematica y Fisica cuantica*, Buenos-Aires, 1958 (polycopié de l'UNESCO), p. 230 à 240.

([2]) R. Weyrich, *Zylinderfunktionen*, p. 110; Magnus Oberhettinger, *Speziellen Funktionen*, p. 49.

([3]) L'application de $\delta(y-t_0)$ à une fonction $f(x_1, x_2, x_3)$ est $\iint f\,dS$, intégrale sur l'aire de la *sphère* $y = t_0$.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Soufflage au bord de fuite des profils d'un distributeur.* Note (*) de M. **Thoai-Sum Luu**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Le soufflage au bord de fuite des supports carénés du corps central d'un compresseur axial est susceptible d'engendrer une rotation de l'écoulement incident V_0 (*fig.* 1 A); ce dispositif a ainsi le même effet aérodynamique qu'un premier étage de distributeurs dont le calage est orientable. La théorie linéaire et la méthode de résolution analogique développées dans l'étude de l'écoulement plan autour des grilles [1] peuvent être généralisées pour traiter cet écoulement tridimensionnel.

2. Un système de coordonnées cylindriques x, R et ω est utilisé : l'axe des x coïncide avec l'axe de la machine, il est dirigé suivant la direction V_0 de la vitesse uniforme de l'écoulement amont. Le profil des bras carénés est schématisé par un profil rectiligne, sans épaisseur et disposé parallèlement à l'axe. L'écoulement est défini par son potentiel φ des vitesses de perturbation. Compte tenu des propriétés de périodicité et d'antisymétrie du champ φ, sa détermination peut être effectuée dans le secteur limité par les plans *eadh* et *iklj* de la veine avec les conditions aux limites suivantes :

a. A l'infini amont et aval, la conservation du débit de l'écoulement principal exige que $(\varphi'_x)_{-\infty} = (\varphi'_x)_\infty = 0$.

b. L'écoulement amont étant axial, la propriété d'antisymétrie du champ des vitesses de perturbation montre que φ est égal à une constante φ_0 sur les plans *iklj* et *eabf*.

c. Sur le support plan *fbcg* et sur les parois cylindriques externe ($R = R_1$) et interne ($R = R_0$), la condition de glissement exige que $\varphi'_n = 0$.

d. Sur le plan *gcdh*, projection de la nappe de jet, la condition d'équilibre du filet fluide situé à l'intersection de la nappe-jet et du cylindre de rayon R s'écrit $p_+ - p_- = Q_j V_j/\mathcal{R}$; où Q_j et V_j représentent respectivement le débit par unité de longueur de la fente et la vitesse d'émission du jet $(p_+ - p_-)$, la différence de pression régnant entre les deux faces de la nappe-jet $(p_+ - p_-) \approx -2\rho V_0 \varphi_x^{+'}$ et $\mathcal{R}$, le rayon de courbure du filet considéré $1/\mathcal{R} \approx -\varphi_{nx}^{+''}/V_0$, on obtient

$$(1) \qquad 2\rho V_0 \varphi_x^{+'} = \frac{Q_j V_j}{V_0} \varphi_{nx}^{+''}.$$

En intégrant par rapport à x, en tenant compte de la condition au bord de fuite $\varphi^+ = \varphi_F^+(R)$ et $\varphi_n^{+'} = V_0 \Theta(R)$ et en introduisant le coefficient de quantité de mouvement du soufflage, soit $C_\mu = 4\, Q_j V_j/\rho V_0^2 \pi (R_1 + R_0)$, la condition (1) devient

$$(2) \qquad \varphi^+ = \frac{C_\mu \pi (R_1 + R_0)}{8} [\varphi_n^{+'} - V_0 \Theta(R)] + \varphi_F^+(R).$$

La déflexion de l'écoulement principal est définie à l'infini aval, le long de *hd*, par l'angle $\theta = (\varphi_n^{+'})_\infty / V_0$.

3. *Méthode des analogies rhéoélectriques.* — Le potentiel φ est identifié au potentiel électrique d'une cuve qui représente le secteur limité par *eadh* et *iklj* de la veine (*fig.* 1B). Les bords *eaki* et *hdlj*, les parois cylindriques externe et interne et la partie *fbcg* sont isolantes. Les parties *eklj*

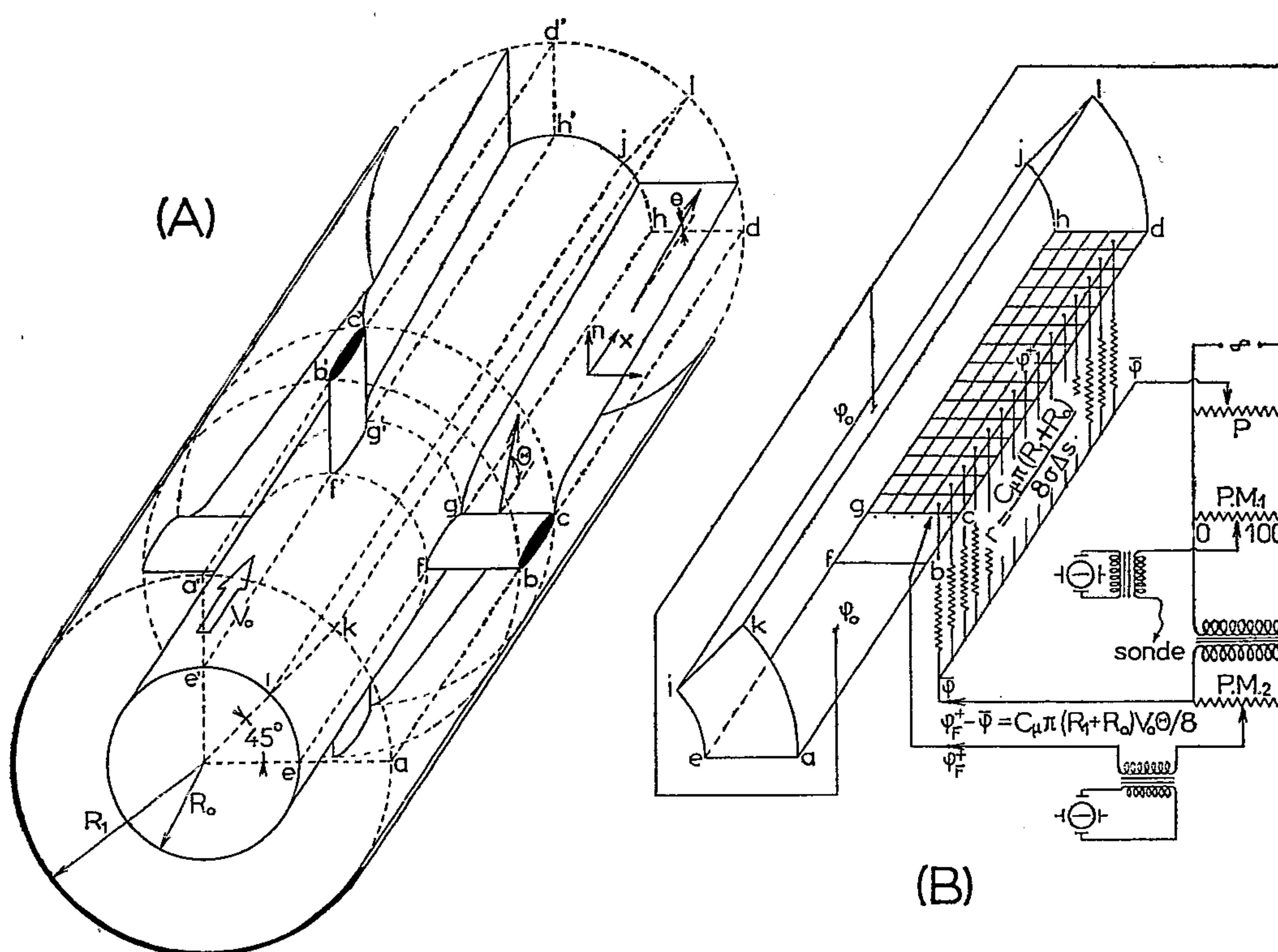


Fig. 1.

et *eabf* sont figurées par des électrodes portées au potentiel $\varphi_0 = 100$. La partie *gcdh* formant le sillage est recouverte de petites électrodes de surface Δs, ces électrodes sont disposées suivant onze rangées définissant onze intervalles suivant le rayon, chaque électrode est alimentée à travers une résistance r à partir d'un potentiel $\bar{\varphi}$ qui est constant le long de chaque rangée; il y a donc onze potentiomètres P pour alimenter les onze rangées d'électrodes. En potentiel électrique, la condition (2) s'écrit

$$(3) \qquad \varphi^+ = \frac{C_\mu \pi (R_1 + R_0)}{8} \frac{(\varphi^+ - \bar{\varphi})}{\sigma \Delta s r} - \frac{C_\mu \pi (R_1 + R_0)}{8} V_0 \Theta(R) + \varphi_F^+(R),$$

où σ désigne la conductivité de l'eau. On choisit $r = C_\mu \pi (R_1 + R_0)/8\sigma\Delta s$ et $\varphi_F^+(R) - \bar{\varphi}(R) = C_\mu \pi (R_1 + R_0) V_0 \Theta(R)/8$, pour vérifier la condition (3). Au bord de fuite *gc* devant chaque rangée d'électrodes du sillage, des sondes sont introduites pour relever la valeur de φ_F^-. La déflexion θ est donnée par $V_0 \theta = 8[\varphi_x^+(R) - \bar{\varphi}(R)]/C_\mu \pi (R_1 + R_0)$,

4. *Écoulement avec l'angle de soufflage Θ constant.* — On a traité comme exemple le cas d'un distributeur $R_0/R_1 = 0{,}625$, entreplans relatifs $\varepsilon = 3{,}38$ au moyeu et 5,4 à la périphérie. Le calcul analogique a donné pour divers C_μ la définition à l'infini aval, caractérisée par la répartition de θ/Θ le long de *hd*. De tels résultats, pour $R/R_1 = 0{,}6625$ ($\varepsilon = 3{,}58$) et $R/R_1 = 0{,}9625$ ($\varepsilon = 5{,}195$) sont donnés sur la figure 2 et comparés aux résultats de l'écoulement bidimentionnel.

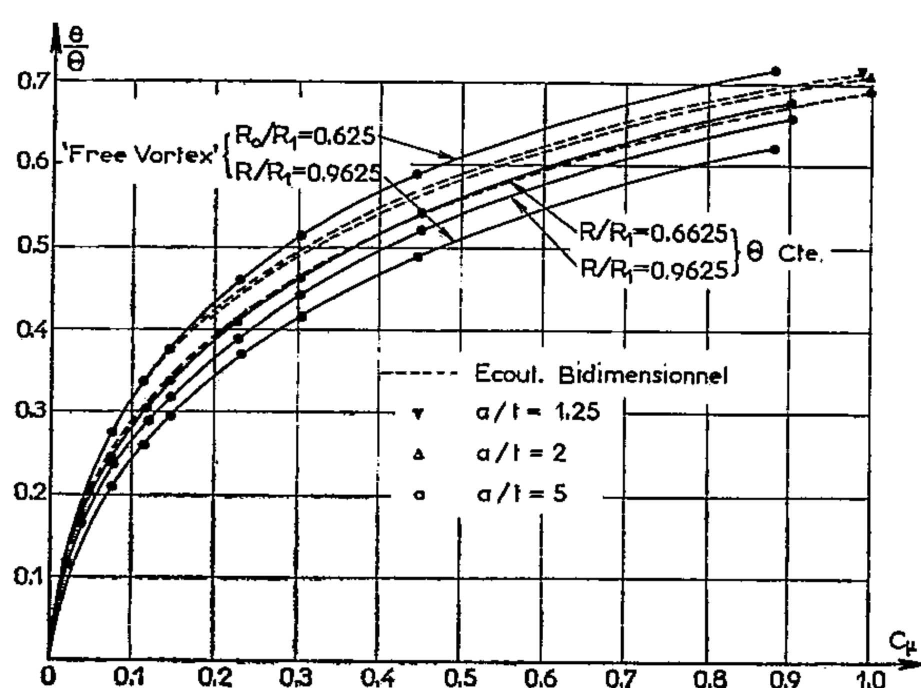


Fig. 2.

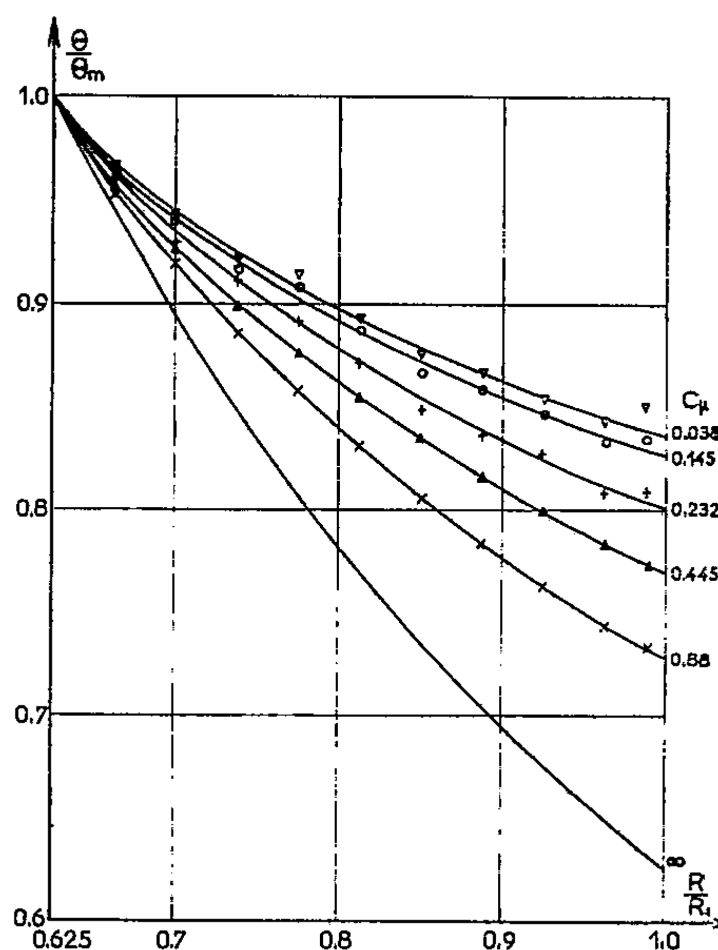


Fig. 3.

5. *Écoulement « Free Vortex » à l'infini aval.* — La loi qui fixe l'angle d'éjection du soufflage le long du bord de fuite de chaque profil est déterminée par le calcul analogique. En désignant par Θ_m l'angle de soufflage à la section du moyeu, la variation de Θ/Θ_m en fonction de R/R_1 pour diverses valeurs de C_μ est présentée sur la figure 3. La déflexion caractérisée par θ/Θ en fonction de C_μ à la section du moyeu et à la section $R/R_1 = 0{,}9625$ est représentée sur la figure 2.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) T. S. Luu, *Méthodes d'analogie électrique dans l'étude des problèmes concernant les phénomènes de soufflage. Secondes Journées internationales de Calcul analogique*, Strasbourg, septembre 1958.

AÉROTHERMIQUE. — *Une méthode de mesure des coefficients de convection dans un lit poreux.* Note (*) de MM. **Pierre Calvet** et **Gérard Donnadieu**, présentée par M. Joseph Pérès.

Aux petits nombres de Reynolds, il existe peu de données expérimentales concernant la transmission de chaleur dans un lit poreux. Nous présentons ici une méthode simple de mesure nécessitant l'enregistrement d'une seule température à la sortie ou à l'intérieur du lit.

L'appareillage, déjà décrit et utilisé à des expériences de fluidisation ([1]), est constitué d'un cylindre vertical rempli de petites billes de verre dans lequel un courant d'air ascendant ou descendant peut être établi.

Les mesures ont été effectuées avec des écarts de température assez faibles pour que les propriétés physiques du fluide puissent être évaluées à une température moyenne au cours de chaque essai.

L'écoulement est supposé unidimensionnel en moyenne et les gradients de température à l'intérieur des billes peuvent être négligés, en sorte que les propriétés du fluide et du solide sont définies, à tout instant t, par la seule abscisse x d'une section droite comptée à partir de la section d'entrée. Dans ces conditions, si l'on néglige la conduction thermique dans les milieux fluide et solide, si l'on suppose l'appareil parfaitement calorifugé, si le débit-masse du fluide reste constant et si l'on néglige la perte de charge, l'évolution en fonction de t et de x des températures locales $T(x, t)$ et $\theta(x, t)$ du fluide et du solide sont données par les relations classiques ([2])

$$\text{(I)} \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{C_H(1-\varepsilon)}{\zeta}(\theta - T), \qquad \frac{\partial \theta}{\partial t} = C_H \frac{c_p}{c_s}\frac{G}{\rho_s}\frac{1}{\zeta}(T-\theta),$$

où C_H est le coefficient de transmission de chaleur rapporté aux conditions d'écoulement à vide (le nombre de Nusselt correspondant étant $\mathcal{N}_u = C_H \mathcal{R}\mathcal{P}$, $\mathcal{P}$ désignant le nombre de Prandtl); ε est la porosité du lit, rapport du volume interstitiel au volume total; ζ est le paramètre de forme des particules, rapport de leur volume à leur surface; G est le débit massique de fluide par unité d'aire dans la section droite de la colonne supposée vide $G = \rho u_0$; c_p et c_s sont les chaleurs spécifiques et ρ, ρ_s les masses volumiques du fluide et du solide dans les conditions de température moyenne de l'essai.

Le système (I) se réduit à la forme adimensionnelle

$$\text{(II)} \qquad \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \xi} &= \theta - T, \qquad \text{en posant } \xi = \frac{C_H}{\zeta}(1-\varepsilon)x, \\ \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= T - \theta, \qquad \text{»} \qquad \tau = \frac{C_H}{\zeta}\frac{c_p}{c_s}\frac{G}{\rho_s}t. \end{aligned}$$

Si le lit est porté à une température uniforme θ_0 et refroidi à partir de

l'instant initial par de l'air à température d'entrée constante T_e, la solution du système précédent est

$$\frac{T(\xi,\tau)-T_e}{\theta_0-T_e}=\int_0^{\xi} e^{-(\eta+\tau)} J_0\left(2i\sqrt{\eta\tau}\right)d\eta = F(\xi,\tau),$$

$$\frac{\theta(\xi,\tau)-T_e}{\theta_0-T_e}=\int_0^{\tau} e^{-(\xi+\eta)} J_0\left(2i\sqrt{\xi\eta}\right)d\eta = F(\tau,\xi),$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro.

Remarquons que

$$F(\xi,\tau)+F(\tau,\xi)\equiv 1-e^{-(\tau+\xi)} J_0\left(2i\sqrt{\xi\tau}\right)$$

et, si $\tau=\xi=y$, on peut écrire

$$F(y)=\frac{1}{2}\left[1-e^{-2y}J_0(2iy)\right].$$

Or F (y) tend très vite vers la valeur 1/2 car

$$F(y)\sim\frac{1}{2}\left[1-\frac{1}{2\sqrt{\pi y}}\right].$$

En enregistrant l'évolution, au cours du temps, de la température T du fluide dans une section droite donnée $x^\star$, d'abscisse réduite $\xi^\star$, on pourra donc supposer, en première approximation et à condition que $\xi^\star$ soit assez grand, que $T(\xi^\star, \tau=\xi^\star)-T_e=0{,}5\,(\theta_0-T_e)$. Ce point de l'enregistrement peut être aisément déterminé puisqu'on connaît la condition initiale T_e et la condition aux limites θ_0. On obtient ainsi la valeur de $t=t^\star$ correspondant à $\tau^\star=y$. Le rapport $\tau^\star/t^\star$ sera déterminé au moyen d'une condition supplémentaire, par exemple, au moyen de la pente au point (approximatif) correspondant à $F=0{,}5$: les enregistrements expérimentaux présentent en général un point d'inflexion pour F voisin de 0,5, en sorte que l'imprécision sur le point $\xi=\tau$ n'affecte pratiquement pas la mesure de cette pente.

Comme

$$\frac{dF(\tau,\xi)}{d\tau}=e^{-(\tau+\xi)}J_0\left(2i\sqrt{\xi\tau}\right)$$

dès que y est assez grand :

$$\frac{dF(y)}{dt}\sim\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{C_H}{\zeta}\frac{c_p}{c_s}\frac{G}{\rho_s}}\frac{1}{\sqrt{t^\star}}.$$

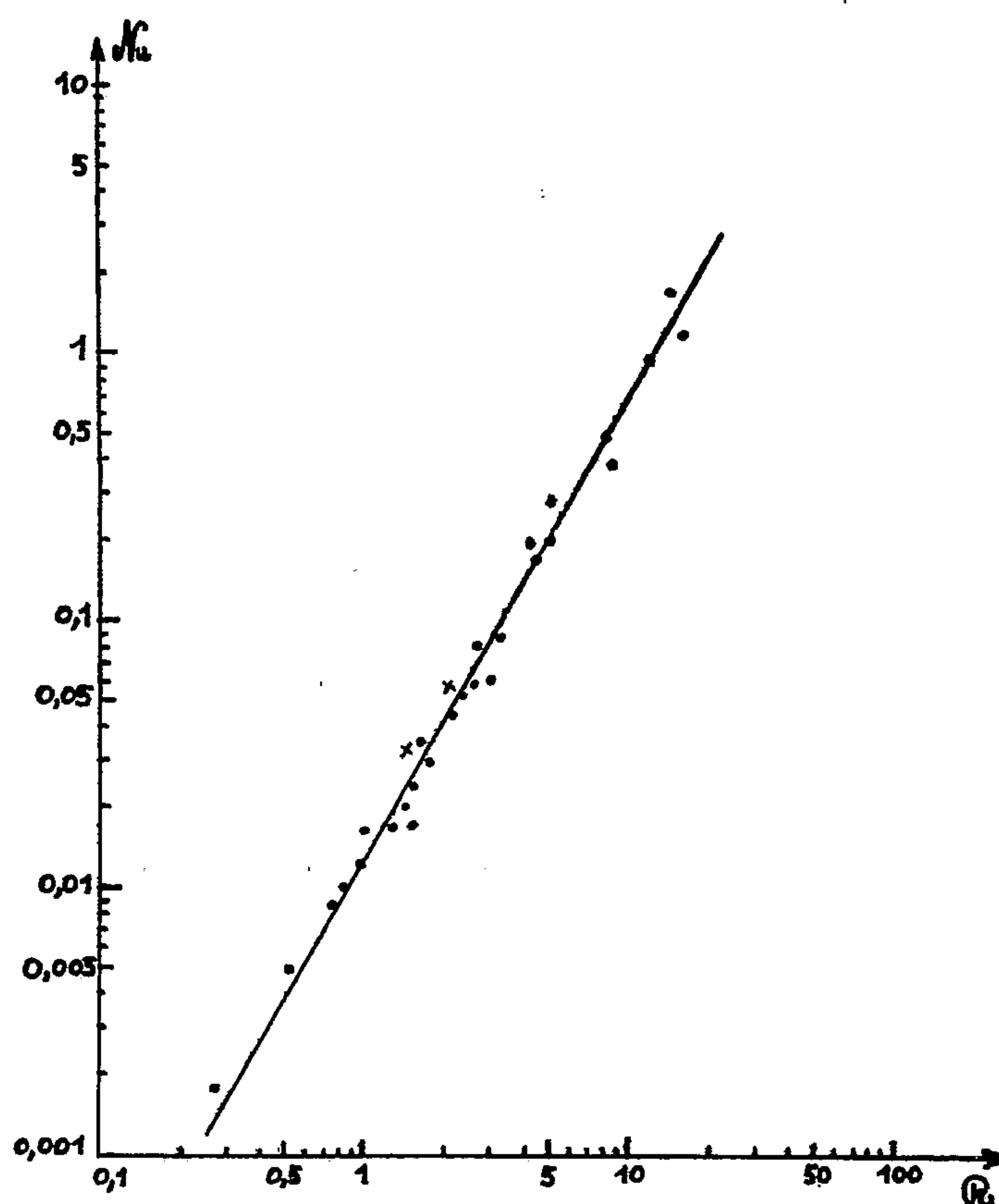
Il n'est d'ailleurs pas nécessaire de mesurer le débit du fluide car

$$\frac{\xi^\star}{x^\star}=\frac{C_H}{\zeta}(1-\varepsilon)=\frac{\tau^\star}{x^\star}=\frac{C_H}{\zeta}\frac{c_p}{c_s}\frac{G}{\rho_s}\frac{t^\star}{x^\star},$$

d'où

$$C_H=4\pi\frac{\zeta}{1-\varepsilon}\frac{t^{\star 2}}{x^\star}\left[\left(\frac{dF(y)}{dt}\right)_{t^\star}\right]^2.$$

On en déduira une valeur du rapport t/τ à partir de laquelle un choix plus exact de t^* pourra être déterminé, d'où une valeur corrigée de C_H. Il n'a jamais été utile d'effectuer la seconde itération.



La figure montre la répartition d'ensemble des résultats expérimentaux, pour des billes de verre sphériques ($\zeta = d/6$) de diamètre moyen $d = 400\ \mu$ et une porosité $\varepsilon = 0{,}39$.

En rapportant les nombres de Nusselt et de Reynolds aux conditions d'écoulement à vide et au diamètre des particules, la loi de variation de $\mathcal{N}_u$ s'exprime par

$$\mathcal{N}_u = 0{,}0128\ \mathcal{R}^{1,75}.$$

Les deux points marqués d'une croix correspondent à une autre méthode de détermination qui sera exposée ultérieurement. On voit que ces points se placent assez près de ceux auxquels conduit la méthode actuelle.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) Brun et Donnadieu, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1605.

(2) Eckert et Drake, Mac Graw Hill, 1959; Capelier (travail non encore publié); Dennery (travail non encore publié).

RELATIVITÉ. — *Généralisation des équations du champ unifié asymétrique.* Note de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

On cherche les extensions « naturelles » de la Relativité générale qui permettraient d'appliquer une méthode du tenseur d'énergie à la déduction des équations du mouvement.

Les difficultés rencontrées par la théorie d'Einstein-Schrödinger notamment dans la déduction du mouvement des particules chargées ont suscité diverses modifications de cette théorie [1]. Pour les réunir dans un même formalisme nous supposerons que les équations du champ les plus générales se déduisent d'une densité scalaire

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1,$$

avec

$$\mathcal{L}_0 = \mathfrak{g}^{\mu\nu} K_{\mu\nu}, \qquad \frac{\partial \mathcal{L}_1}{\partial g^{\mu\nu}} = -\chi\sqrt{-g}\,T_{\mu\nu},$$

$K_{\mu\nu}$ est un tenseur asymétrique du second rang, fonction de la connexion affine $\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$ et de ses dérivées premières.

On obtient ainsi par variations $\delta\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$ et $\delta\mathfrak{g}^{\mu\nu}$ les équations de liaison et les équations du champ

$$(1)\qquad G^{\mu\nu}_{\rho} \equiv \partial_\sigma\left(\mathfrak{g}^{\alpha\beta}\frac{\partial K_{\alpha\beta}}{\partial \partial_\sigma \Gamma^{\rho}_{\mu\nu}}\right) - \mathfrak{g}^{\alpha\beta}\frac{\partial K_{\alpha\beta}}{\partial \Gamma^{\rho}_{\mu\nu}} = 0,$$

$$(2)\qquad K_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}K = \chi T_{\mu\nu} \qquad (K = g^{\mu\nu}K_{\mu\nu})$$

si les variations s'annulent à la limite du domaine d'intégration.

a. Les équations de liaison. — La forme de $G^{\mu\nu}_{\rho}$ dépend, bien entendu, de l'expression de $K_{\mu\nu}$ en fonction de la connexion. Nous supposerons que $K_{\mu\nu}$ est une combinaison linéaire des trois tenseurs contractés qu'on peut former à partir des éléments de structure d'une variété affine quelconque : courbure de première espèce, de seconde espèce, torsion :

$$R_{\mu\nu} \equiv R^{\rho}{}_{\mu\nu\rho}, \qquad P_{\mu\nu} \equiv R^{\rho}{}_{\rho\mu\nu}, \qquad Q_{\mu\nu} = \Gamma_\mu \Gamma_\nu \qquad (\Gamma_\mu = \Gamma^{\rho}_{[\mu\rho]}).$$

En utilisant les notations $\sim$ relatives à la connexion transposée $(\tilde{\Gamma}^{\rho}_{\mu\nu} = \Gamma^{\rho}_{\nu\mu})$ on aura donc

$$K_{\mu\nu} = a R_{\mu\nu} + a' R_{\nu\mu} + b \tilde{R}_{\nu\mu} + b' \tilde{R}_{\mu\nu} + c P_{\mu\nu} + d P_{\mu\nu} + e \Gamma_\mu \Gamma_\nu.$$

Les équations de liaison (1) ont alors la forme suivante :

$$(3)\quad (a+b)\,\mathfrak{G}^{\underset{+\,-}{\mu\nu}}{}_{;\rho}+(a'+b')\,\mathfrak{G}^{\underset{+\,-}{\nu\mu}}{}_{;\rho}$$
$$=-\frac{2}{3}(c+d)\left(\delta^{\mu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\nu}}+\delta^{\nu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\mu}}\right)$$
$$+a\left(\mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_{\rho}+\frac{2}{3}\delta^{\mu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\nu}}-\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\mu\sigma}\Gamma_{\sigma}\right)-b\left(\mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_{\rho}+\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\mu}}-\frac{2}{3}\delta^{\mu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\sigma\nu}\Gamma_{\sigma}\right)$$
$$+a'\left(\mathfrak{G}^{\nu\mu}\Gamma_{\rho}-\frac{2}{3}\delta^{\mu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\nu}}-\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\sigma\mu}\Gamma_{\sigma}\right)-b'\left(\mathfrak{G}^{\nu\mu}\Gamma_{\rho}-\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\,\partial_{\sigma}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\sigma\mu}}-\frac{2}{3}\delta^{\mu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\nu\sigma}\Gamma_{\sigma}\right).$$

La discussion amène à poser $a'=b'=0$ (ou, d'une manière analogue $a=b=0$). D'autre part, nous exclurons les solutions triviales en postulant $a(a+b)\neq 0$. Dans ces conditions, les contractions $G^{\mu\rho}_{\rho}=0$, $G^{\rho\mu}_{\rho}=0$ des équations de liaison (1) entraînent les restrictions

$$(4)\qquad r\,\partial_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\rho\mu}}+s\,\mathfrak{G}^{\underset{-}{\mu\rho}}\Gamma_{\rho}=0,$$

avec

$$r=(a-b)(a-b-c-d)-ab-3(ac-bd),\qquad s=\frac{3e}{2}(a+b)+2ab.$$

On peut ainsi, par le choix des coefficients, particulariser la relation entre $\Gamma_{\mu}=\Gamma^{\rho}_{\underset{\vee}{\mu\rho}}$ et $\partial_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\mu\rho}}$ ou bien, au contraire, rendre ces deux vecteurs indépendants l'un de l'autre. Limitons-nous au cas particulier $c+d=0$ pour lequel les termes supplémentaires de $K_{\mu\nu}$ ne dépendent que de la torsion Γ_{ρ}.

A. *Si* $r\neq 0$, $s\neq 0$: Les équations de liaison s'écrivent

$$(a+b)\mathfrak{G}^{\underset{+\,-}{\mu\nu}}{}_{;\rho}=(a-b)\mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_{\rho}-\frac{2s}{3r}\left(a\delta^{\mu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{-}{\sigma\nu}}-b\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{-}{\sigma\mu}}\right)\Gamma_{\sigma}-\frac{2}{3}\left(a\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\mu\sigma}-b\delta^{\mu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\sigma\nu}\right)\Gamma_{\sigma}.$$

En particulier, si $b=0$ $(a=1)$:

$$\mathfrak{G}^{\underset{+\,-}{\mu\nu}}{}_{;\rho}=\mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_{\rho}-\frac{e}{1-3c}\delta^{\mu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{-}{\sigma\nu}}\Gamma_{\sigma}-\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\mu\sigma}\Gamma_{\sigma},$$

$$K_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}+2c(\partial_{\mu}\Gamma_{\nu}-\partial_{\nu}\Gamma_{\mu})+e\Gamma_{\mu}\Gamma_{\nu}=W_{\mu\nu}+2\left(c-\frac{1}{3}\right)(\partial_{\mu}\Gamma_{\nu}-\partial_{\nu}\Gamma_{\mu})+e\Gamma_{\mu}\Gamma_{\nu}.$$

C'est le cas traité par L. Bouche [1] [en posant $e=p$, $2(3c-1)=3q$].

B. *Si* $r\neq 0$, $s=0$: Les équations de liaison entraînent

$$\partial_{\rho}\mathfrak{G}^{\underset{\vee}{\rho\mu}}=0,\qquad e=\frac{-4ab}{3(a+b)}.$$

Si $b=0$, on obtient les équations de liaison de la théorie d'Einstein-Schrödinger :

$$\mathfrak{G}^{\underset{+\,-}{\mu\nu}}{}_{;\rho}=\mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_{\rho}-\frac{2}{3}\delta^{\nu}_{\rho}\mathfrak{G}^{\mu\sigma}\Gamma_{\sigma}.$$

La théorie se réduira entièrement à celle d'Einstein si $c=d=0$.

C. *Si* $r = 0$, $s \neq 0$: Le vecteur de torsion est alors toujours nul $\Gamma_\rho = 0$. Si, en outre, $b = 0$,

$$\mathfrak{G}^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}{}_{;\rho} = \frac{2}{3}\,\delta^\mu_\rho\,\partial_\sigma\mathfrak{G}^{\sigma\underset{\vee}{\nu}}.$$

D. *Si* $r = 0$, $s = 0$: Les vecteurs $\partial_\rho\mathfrak{G}^{\rho\underset{\vee}{\mu}}$ et Γ_μ sont indépendants l'un de l'autre :

$$e = -\frac{4}{3}\,\frac{ab}{a+b}, \qquad c = \frac{(a-b)^2 - ab}{3(a+b)}.$$

a. Si, en outre, $b = 0$ c'est-à-dire $e = 0$, $c = 1/3$:

$$\mathfrak{G}^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}{}_{;\rho} = \mathfrak{G}^{\mu\nu}\Gamma_\rho + \frac{2}{3}\left(\delta^\mu_\rho\,\partial_\sigma\mathfrak{G}^{\sigma\underset{\vee}{\nu}} - \delta^\nu_\rho\,\mathfrak{G}^{\mu\sigma}\Gamma_\sigma\right),$$

$$K_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} + \frac{2}{3}\left(\partial_\mu\Gamma_\nu - \partial_\nu\Gamma_\mu\right)$$

(ce qui ne revient pas à partir d'un tenseur de Ricci admettant *a priori* un vecteur de torsion nul.

b. Si $a = b$, $e = -2/3$, $c = 1/6$:

$$\mathfrak{G}^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}{}_{;\rho} = \frac{2}{3}\left(\delta^\mu_\rho\,\partial_\sigma\mathfrak{G}^{\sigma\underset{\vee}{\nu}} - \delta^\nu_\rho\,\partial_\sigma\mathfrak{G}^{\sigma\underset{\vee}{\mu}}\right) - \frac{2}{3}\left(\delta^\nu_\rho\,\mathfrak{G}^{\mu\sigma} - \delta^\mu_\rho\,\mathfrak{G}^{\sigma\nu}\right)\Gamma_\sigma,$$

$$K_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} + \tilde{R}_{\nu\mu} + \frac{1}{3}\left(\partial_\mu\Gamma_\nu - \partial_\nu\Gamma_\mu\right) - \frac{2}{3}\,\Gamma_\mu\Gamma_\nu.$$

Bien entendu un retour strict aux principes de la théorie d'Einstein-Schrödinger suppose $T_{\mu\nu} = 0$. Toutefois il est préférable d'examiner dans le cas général $T_{\mu\nu} \neq 0$, les conséquences des identités de conservation.

(1) W. B. Bonnor, *Proc. Roy. Soc.*, 226, 1954, p. 366; D. Sciama, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 54, 1958, p. 72; M. A. Tonnelat, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 81; J. Lévy, *Thèse 3e cycle*; L. Bouche, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2302.

TENSION SUPERFICIELLE. — *Une nouvelle méthode pour observer l'effet rotocinétique de la tension superficielle.* Note (*) de MM. **Marius Borneas** et **Ioan Băbuția**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons montré que l'effet rotocinétique (e. r.) de la tension superficielle peut être expliqué par un changement de l'état moléculaire du liquide, au moins dans la pellicule tendue par l'anneau de l'appareil Lecomte du Noüy.

La concordance, dans le cas du benzène, de la température de disparition de l'effet rotocinétique avec les données des autres auteurs ([2]) se rapportant au changement de l'état des liquides, plaide pour la supposition que l'e. r. est lié à un phénomène moléculaire dans toute la masse du liquide. Pourtant une vérification directe était nécessaire.

La méthode Lecomte du Noüy n'était pas convenable car elle ne pouvait donner des renseignements que concernant la surface extérieure du liquide. C'est pourquoi nous avons imaginé la méthode suivante.

Nous avons introduit au centre du récipient contenant le liquide à étudier un tube vertical en verre (diamètre intérieur, 2,9 mm et diamètre extérieur, 4,5 mm) à une profondeur de 2,5 mm. Le tube était en communication avec un cylindre de volume 25 cm^3, dans lequel on pouvait facilement déplacer un piston étanche. De cette manière, en poussant le piston entre deux limites fixes, on soufflait toujours la même quantité d'air par l'orifice du tube en verre. L'air sortait du tube sous forme de bulles ([6]).

Le phénomène se passe ainsi ([3]). La bulle s'accroît jusqu'à ce que la force d'Archimède vainc l'adhésion de la bulle au tube (le poids de la bulle est négligeable). Il s'ensuit que chaque bulle qui se détache a le même volume. L'équilibre de volume est assuré, d'une part par la pression intérieure, formée par la pression de l'air (p_a) à laquelle on ajoute la pression de vapeur (p_v) et d'autre part par la pression extérieure, formée par la pression hydrostatique (p_h) à laquelle on ajoute la pression due à la tension superficielle. (p_s), c'est-à-dire

$$p_a + p_v = p_h + p_s. \qquad (1)$$

En changeant la valeur de la tension superficielle on change p_s. En gardant inchangées p_v et p_h il s'ensuit que p_a doit se modifier pour que la condition (1) se maintienne, c'est-à-dire que, dans la bulle, entrera une autre quantité d'air. Pour une tension superficielle plus grande le nombre de bulles sera moindre et inversement. De sorte que l'e. r. peut être mis en évidence par le comptage des bulles.

Nous avons comparé le nombre des bulles quand le liquide est en repos à celui obtenu quand le liquide tourne à $n = 177$ t/mn. Nous avons employé

une fréquence grande parce que les erreurs de mesure sont au maximum de 2 % (beaucoup plus grandes que dans la méthode de l'anneau) et par conséquent il fallait que l'e. r., qui dépend de la fréquence [4], [5], dépasse cet ordre de grandeur.

Voici les résultats à la température ambiante :

Liquide.	Température (°C).	Nombre de bulles.	
		Repos.	Rotation.
Eau....................	19	241	220
Benzène...............	20,5	423	371

On le voit, les déterminations sont situées dans la zone de l'e. r. positif.

Aux valeurs différentes de la température ambiante les déterminations ont été effectuées en comptant les bulles dans un domaine plus large car la température n'a pu être maintenue constante. Le contrôle, à l'aide du cathétomètre, de la profondeur du tube dans le liquide a empêché d'entourer le récipient d'une enveloppe d'isolation thermique.

Les résultats à des températures basses sont les suivants :

Liquide.	Température (°C).	Nombre de bulles.	
		Repos.	Rotation.
Eau....................	6 – 8,5	221	196
Benzène...............	9,7–14	412	363

On voit bien que dans ce domaine l'e. r. apparaît également comme prévu.

Voici maintenant les résultats à des températures élevées :

Liquide.	Température (°C).	Nombre de bulles.	
		Repos.	Rotation.
Eau....................	98–59	363	364
Benzène...............	73–41	623	626

On voit que ces derniers résultats sont en concordance avec les mesures antérieures effectuées par la méthode de l'anneau [1] (dans ce domaine de température l'e. r. n'existe pas).

Les résultats de la Note présente, non seulement confirment les résultats déjà obtenus, mais prouvent que les changements de l'état moléculaire qui détermine l'apparition de l'e. r. se produisent dans toute la masse du liquide.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) M. Borneas et I. Băbuţia, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1613.

(2) F. F. Tchechko, *Journal fisitcheskoï kimii*, 31, 1957, p. 2260.

(3) N. N. Andreev, S. N. Rjevkin et G. S. Gorelik, *Cours Fisiki* (red. N. D. Papalexi), O. G. I. Z., Moskva-Leningrad, 1948.

(4) M. Borneas et E. Kalman, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1710; 246, 1958, p. 944.

(5) M. Borneas et I. Băbuţia, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1036.

(6) R. Defay et J. Hommelen, *Industrie Chim. Belge*, 23, n° 6, 1958, p. 597.

(Laboratoire de Physique de l'Institut Polytechnique, Timişoara.)

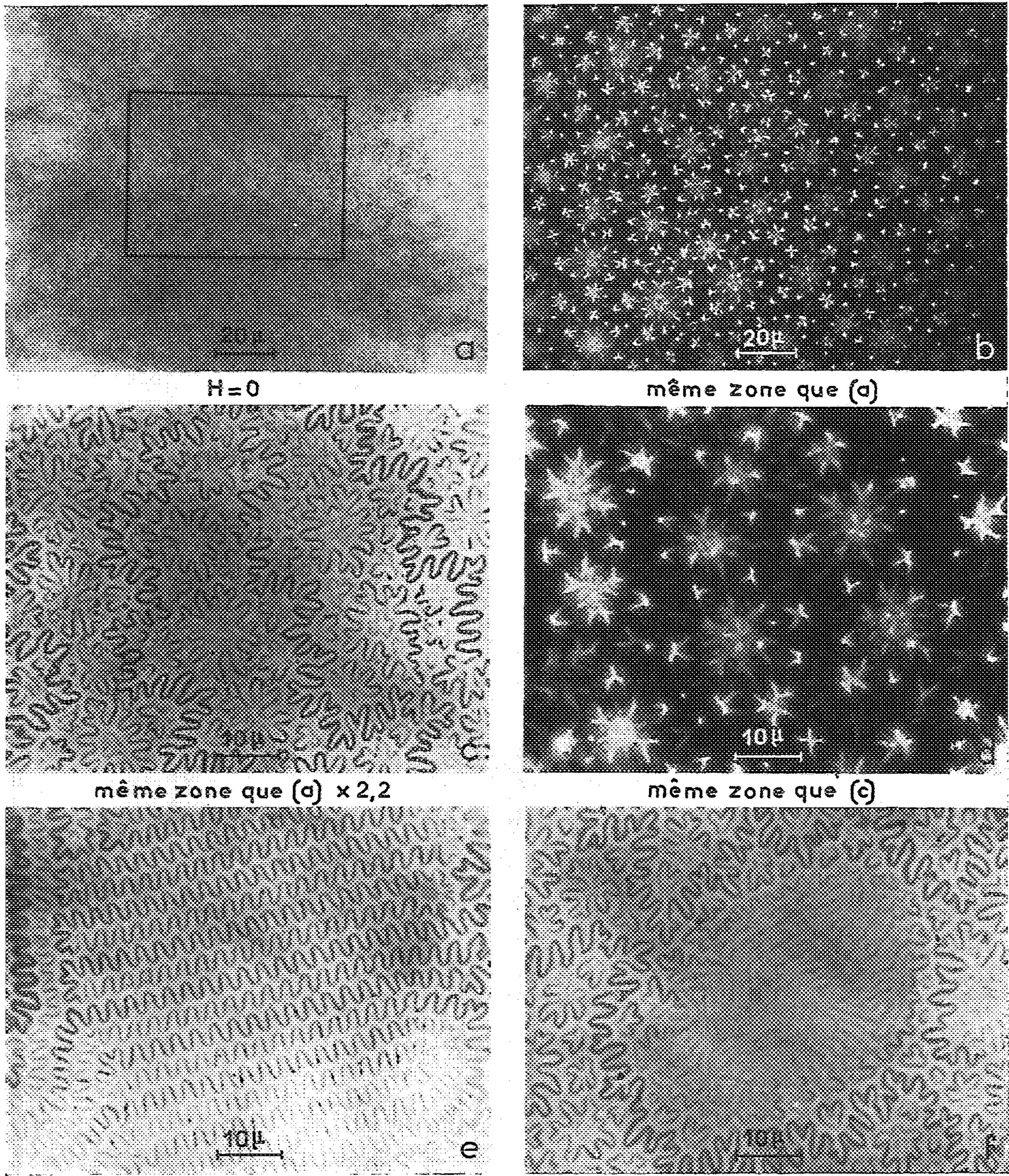
MAGNÉTISME. — *Les domaines élémentaires dans un monocristal de magnétoplombite* ($6\,Fe_2O_3$, PbO). Note (*) de M. **Max Paulus**, transmise par M. Louis Néel.

La magnétoplombite cristallise dans le système hexagonal. La direction de facile aimantation est l'axe sénaire [0001], le coefficient d'énergie magnétocristalline $K_1 = 2{,}5.10^6$ ergs/cm^3 et l'intensité d'aimantation $J_s = 365$ C. G. S. [3], [4]. Le plan de base de l'hexagone (0001) est sensiblement isotrope. Nous avons observé les domaines, sur un monocristal préparé par H. Makram, soit sur une face polie mécaniquement, soit sur un plan de clivage de plaquettes dont la grande face est un plan (0001). L'identité des figures ainsi obtenues montre [2] qu'on peut utiliser l'une ou l'autre méthode.

Les micrographies à fort grossissement (*fig. c, d, e, f; pl.* I et *a, b, c, d, e, f; pl.* V) ont été prises avec un objectif à immersion d'huile, en intercalant une lamelle couvre-objet entre la magnétite et l'huile de cèdre. Cette technique présente l'avantage, par rapport au microscope électronique, de permettre une étude dynamique des parois avec un pouvoir séparateur de $\sim 0{,}3\,\mu$, suffisant pour cette étude.

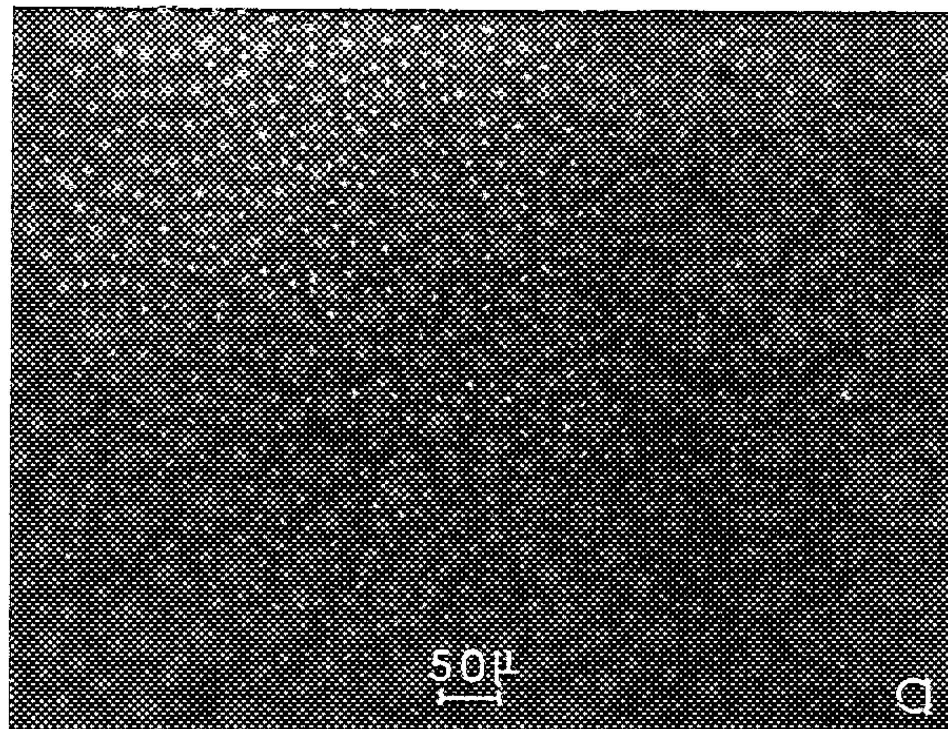
1. *Division en domaines d'un cristal désaimanté.* — Les figures, mises en évidence sur la face (0001) (*fig. a, c, e, f; pl.* I) sont formées de lignes sinueuses, dont la forme et l'écartement varient en fonction de l'épaisseur du cristal. On peut, du fait qu'il s'agit d'un cristal uniaxe, distinguer en fonction de l'épaisseur, trois configurations possibles [1]. 1° Figure *f* (*pl.* I), partie centrale : les parois sont planes et la largeur des domaines est de $\sim 1{,}4\,\mu$, l'épaisseur du cristal, dans cette région, a été réduite par suite de la présence d'un précipité amagnétique dans un plan de clivage (0001) voisin de la surface étudiée et dans ces conditions le cristal est trop mince pour permettre un changement de forme de la paroi dans l'épaisseur de l'échantillon. 2° Figure *e* (*pl.* I) : le cristal est plus épais et les domaines sont plus larges $\sim 5\,\mu$. La paroi est ondulée en surface pour réduire l'énergie de champ démagnétisant et plane dans le cristal pour diminuer l'énergie de paroi. La période et l'amplitude de la sinusoïde sont de $\sim 3\,\mu$. Le schéma (*fig. g; pl.* VI) donne une représentation spatiale de cette paroi. 3° Figures *a, c* (*pl.* I) et *f* (*pl.* VI) : le cristal est encore plus épais (1 mm) et la largeur des domaines est de l'ordre de $25\,\mu$. Des pics s'étendant partiellement dans le cristal apparaissent entre les parois. Ils provoquent, près de la surface, des déformations périodiques de la paroi ondulée. La sinusoïde est plus ou moins modifiée par les méandres de la paroi, mais la période moyenne reste toujours de $\sim 3\,\mu$. Au milieu du cristal, la paroi est plane, ou plus exactement, forme une surface cylindrique à grand rayon de courbure. Sur la figure *f* (*pl.* VI) identique à *a* (*pl.* I), on a renforcé les parois des domaines pour les différencier de celles des pics et pour

PLANCHE I.

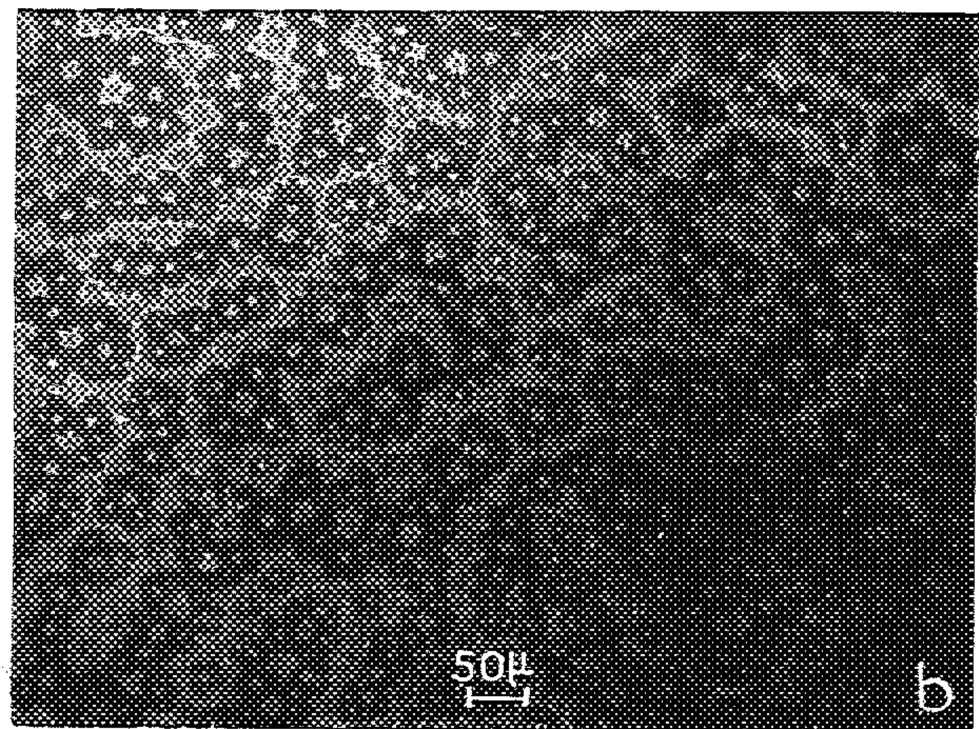


Plan (0001), cristal désaimanté; (*c*) cristal épais $e \sim 1$ mm, même zone que (*a*) à plus fort grossissement; (*b* et *d*) même zone que (*a* et *c*) mais avec magnétite très concentré (*e*) cristal moins épais; (*f*) partie centrale, cristal très mince.

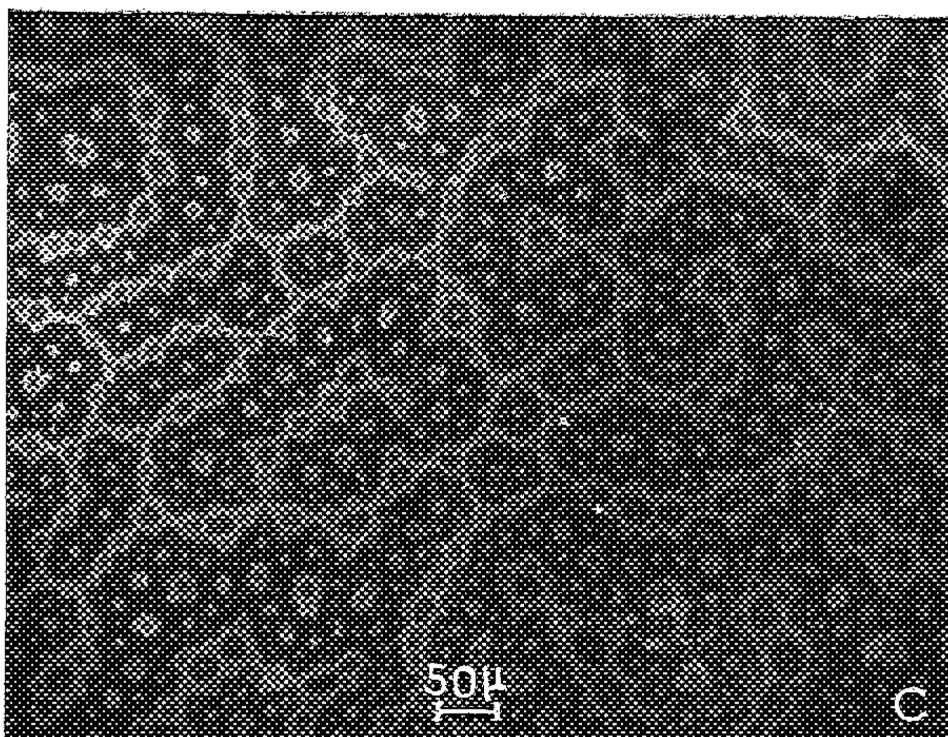
PLANCHE II.



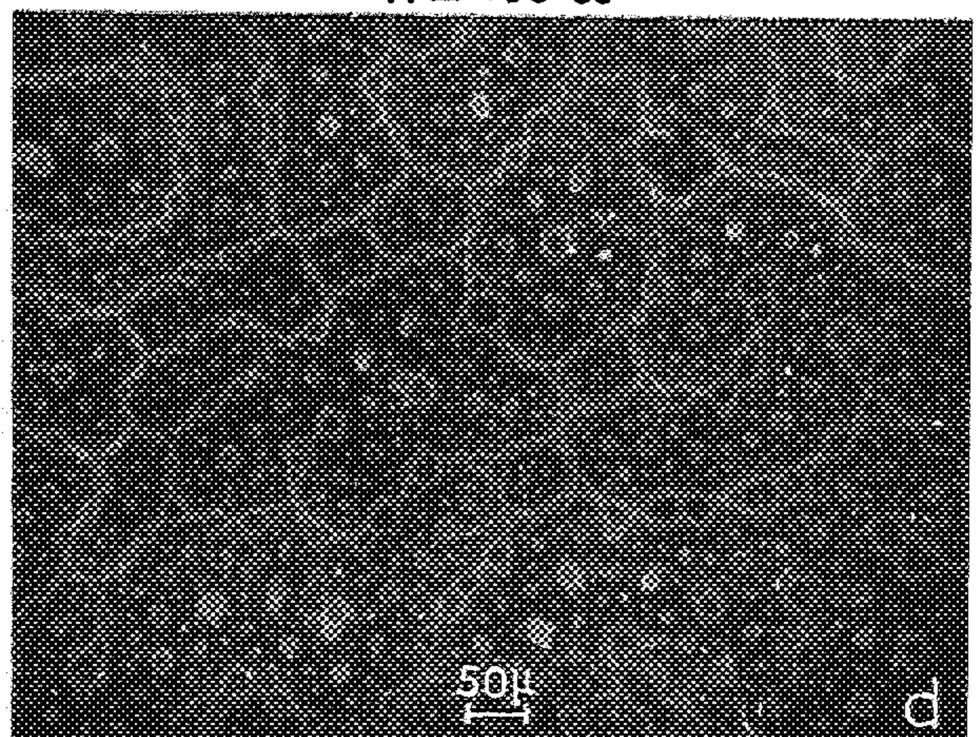
H = 0



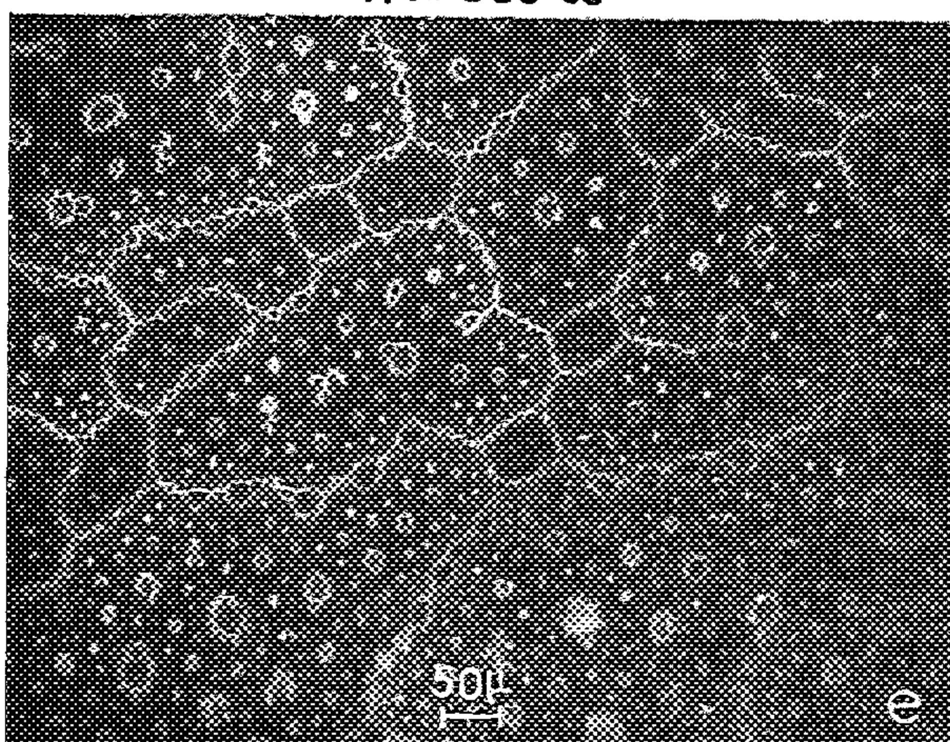
H = 400 oe



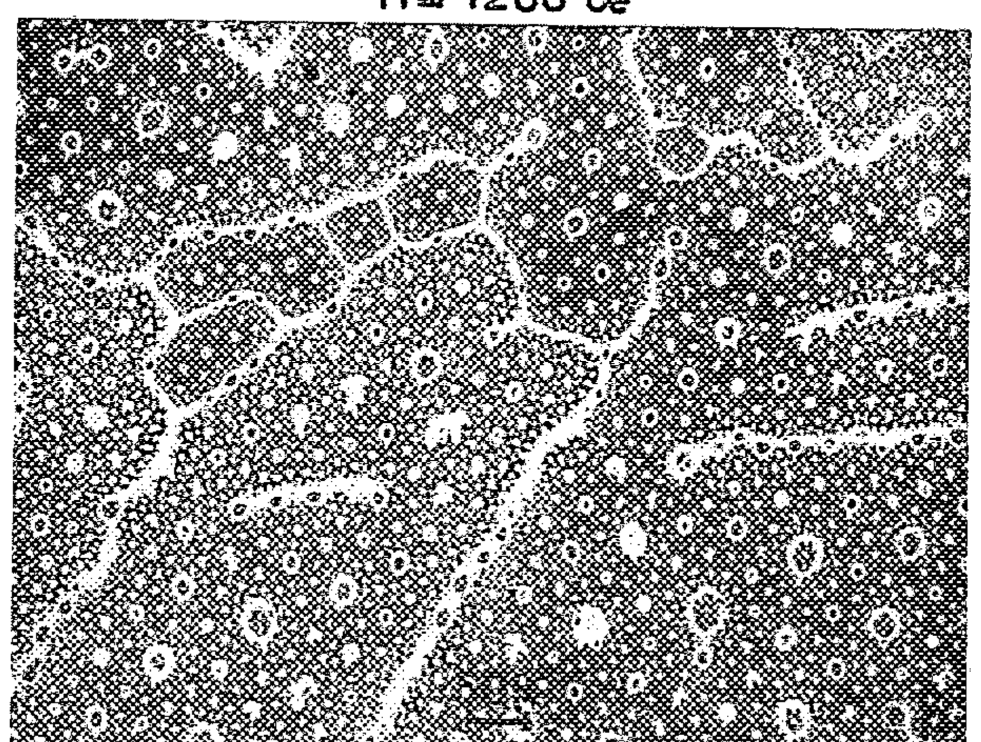
H = 800 oe



H = 1200 oe



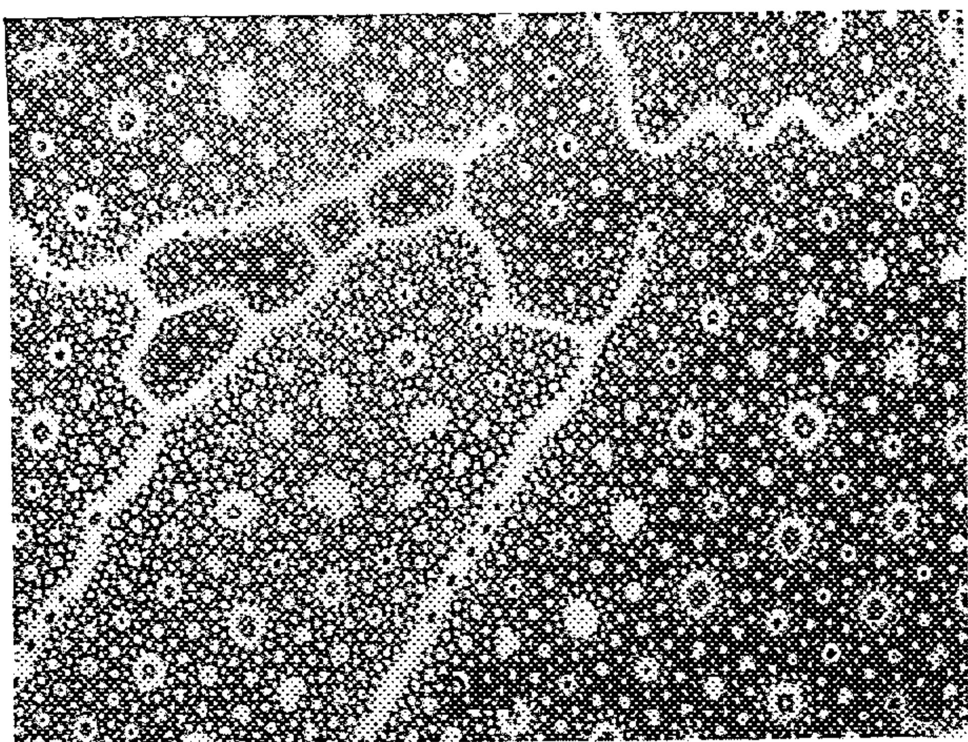
H = 1600 oe

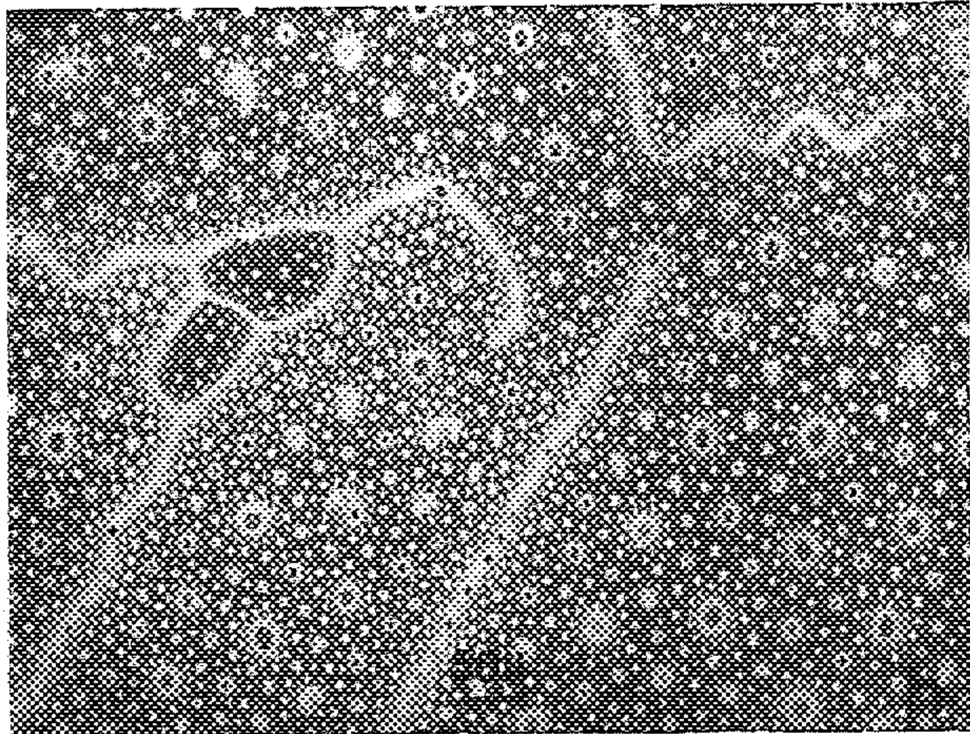


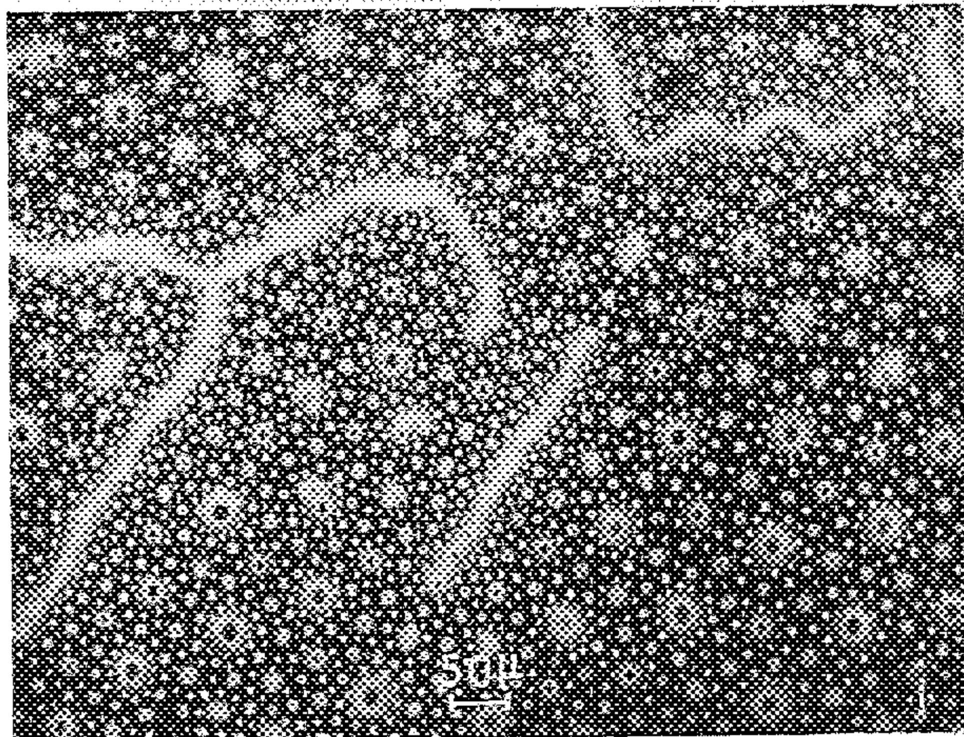
H = 1800 oe

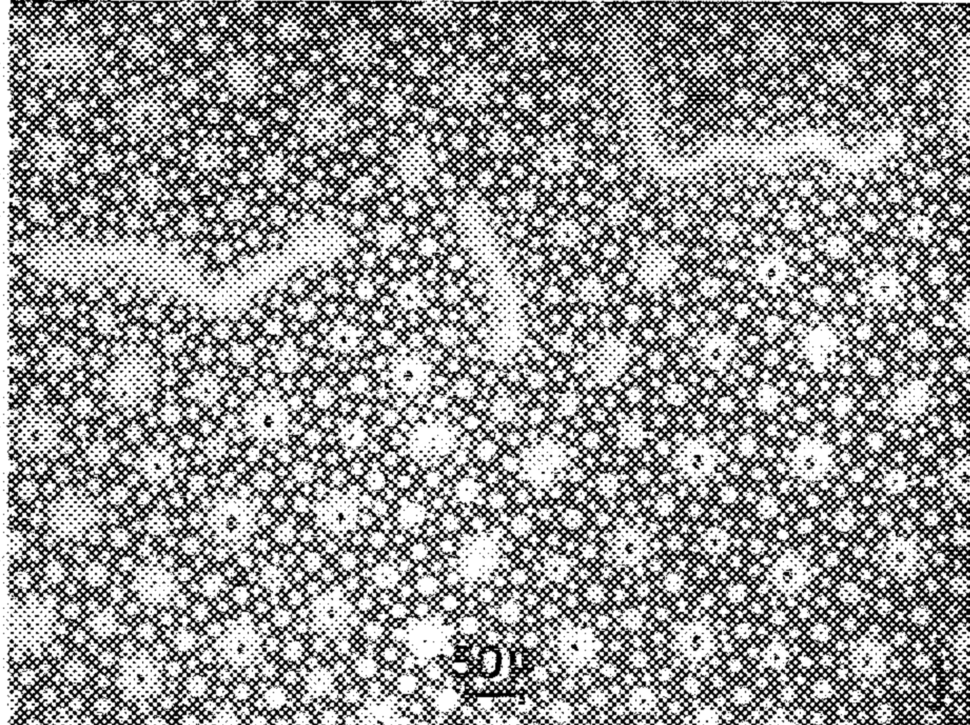
Plan (0001), magnétite concentrée, champ parallèle à l'axe sénaire, grossissement faible. Figures en fonction du champ appliqué.

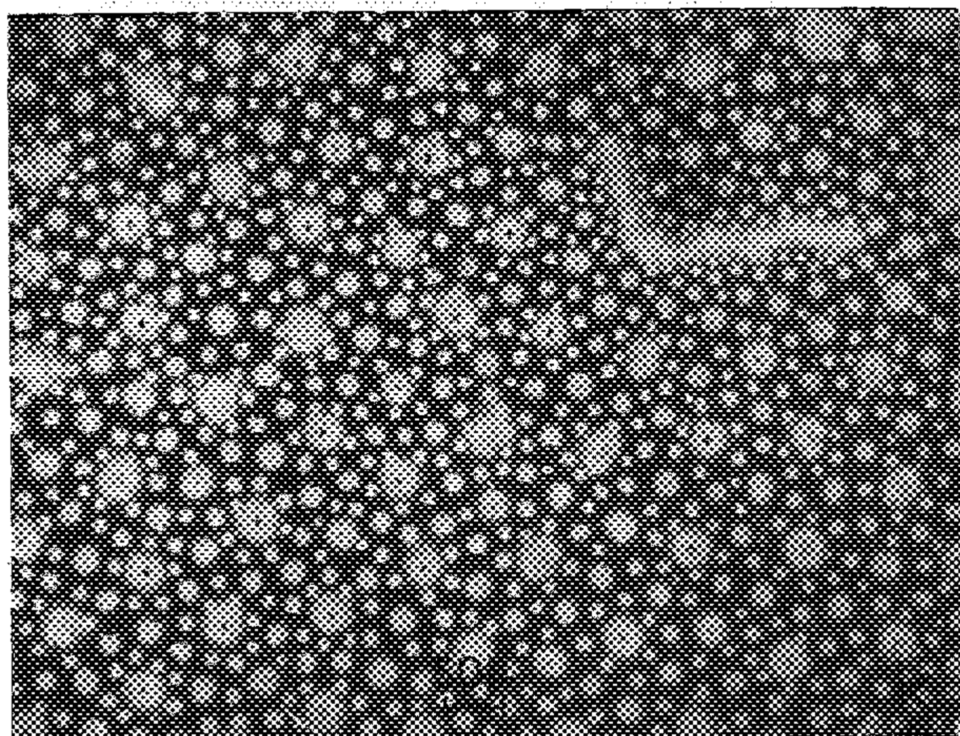
PLANCHE III.

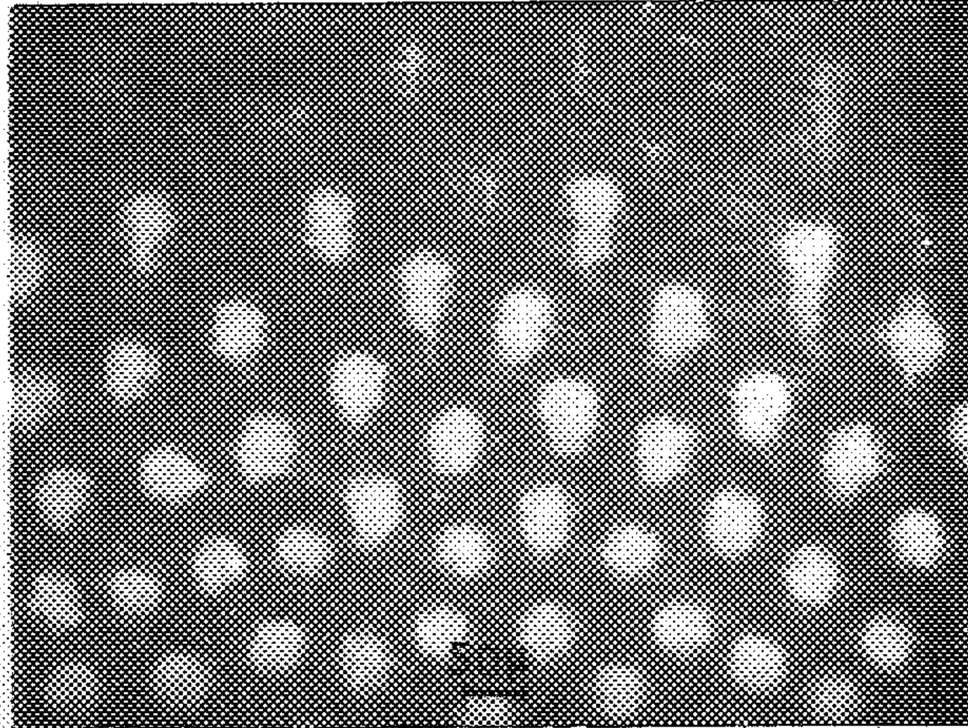

H = 2000 oe


H = 2200 oe

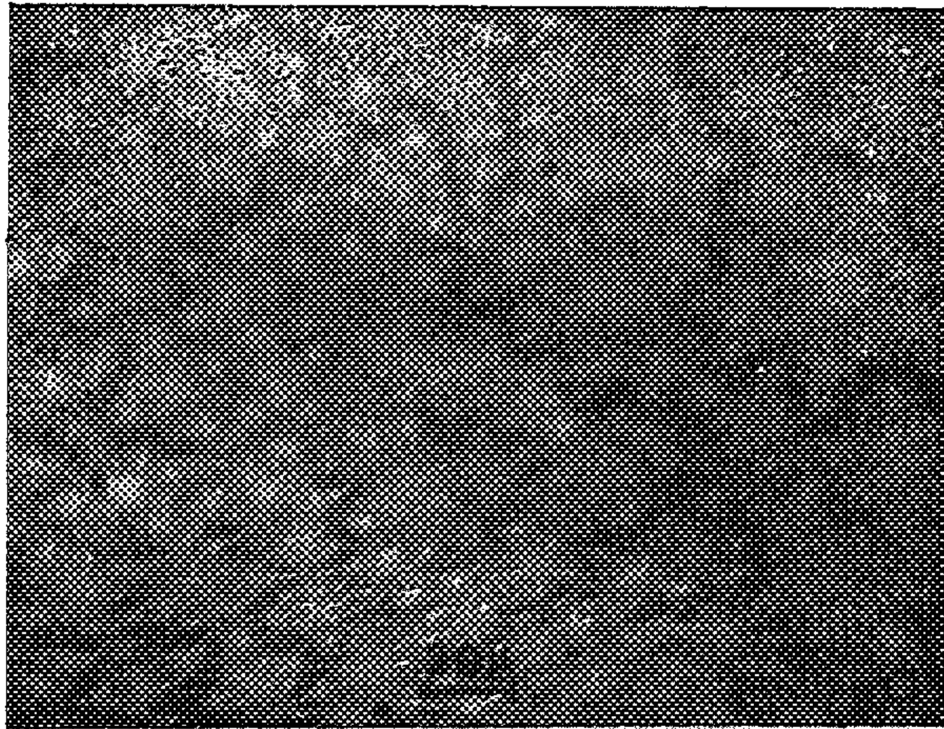

H = 2400 oe


H = 2600 oe

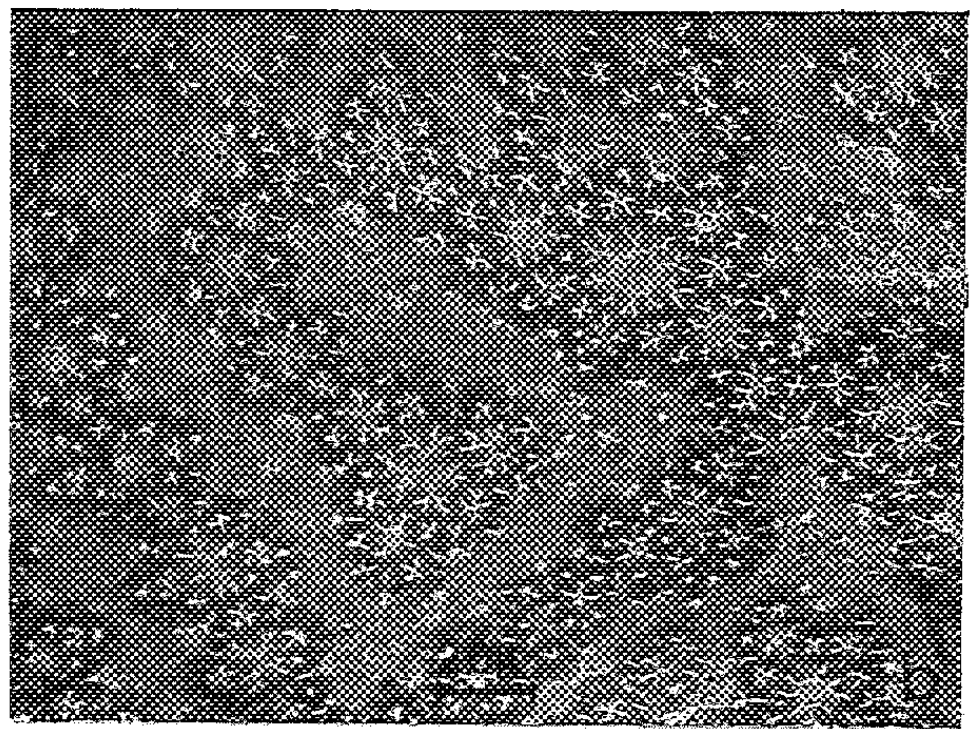

H = 2800 oe


H = 3200 oe

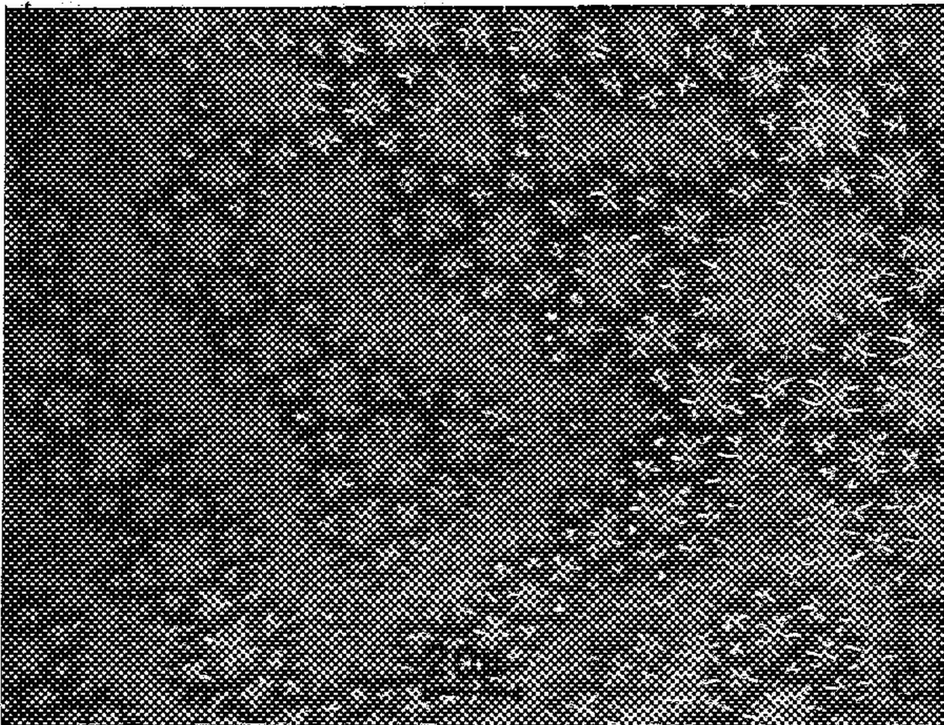
Suite de la planche II.



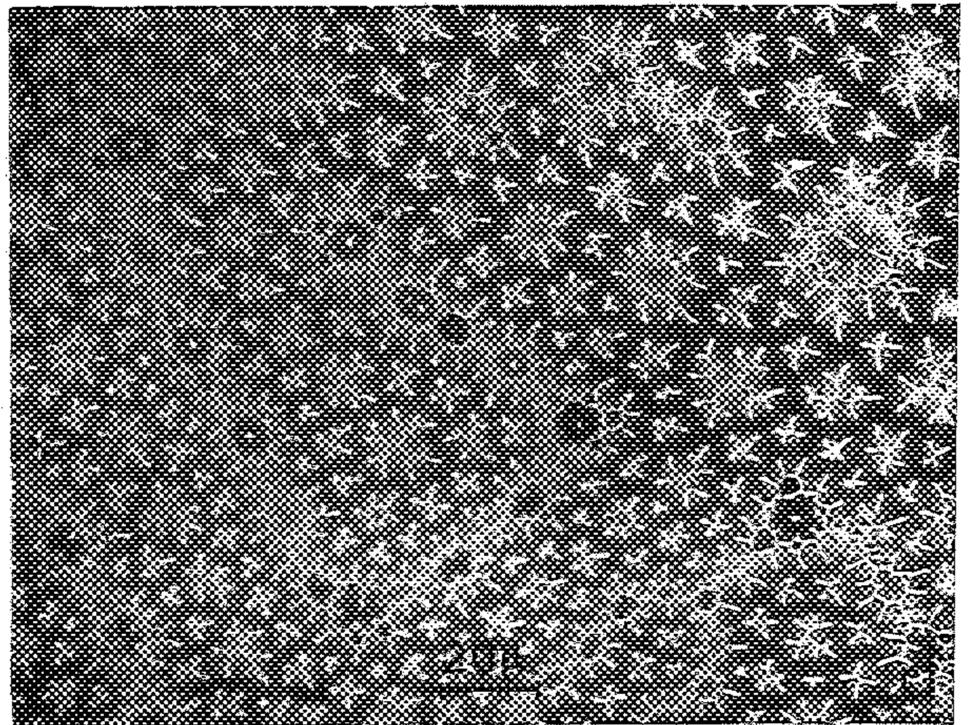
H = 0



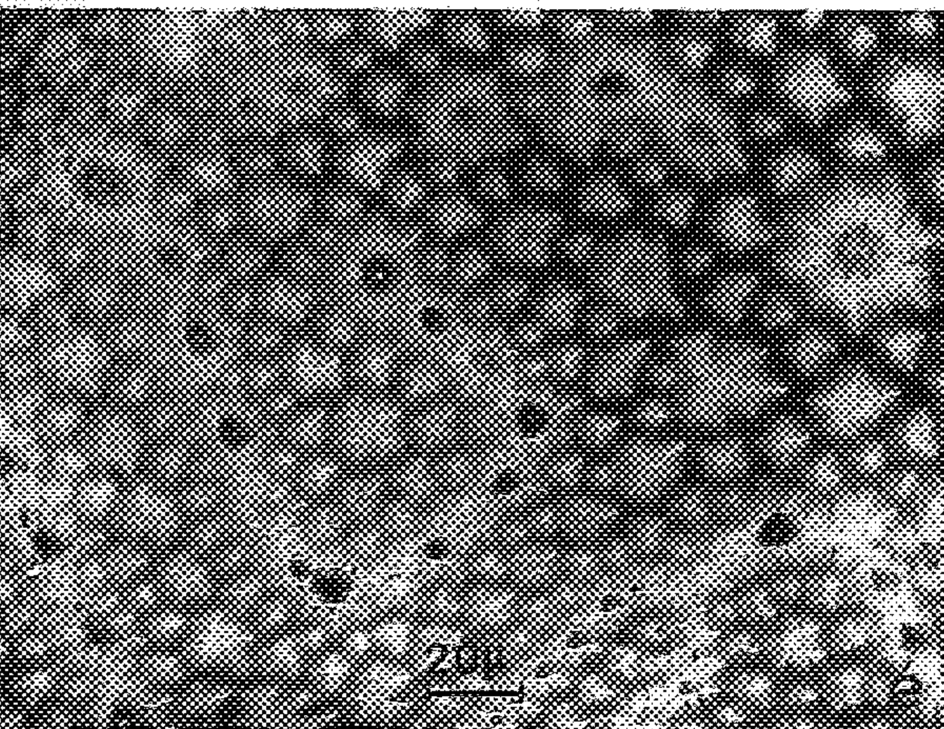
H = 300 oe



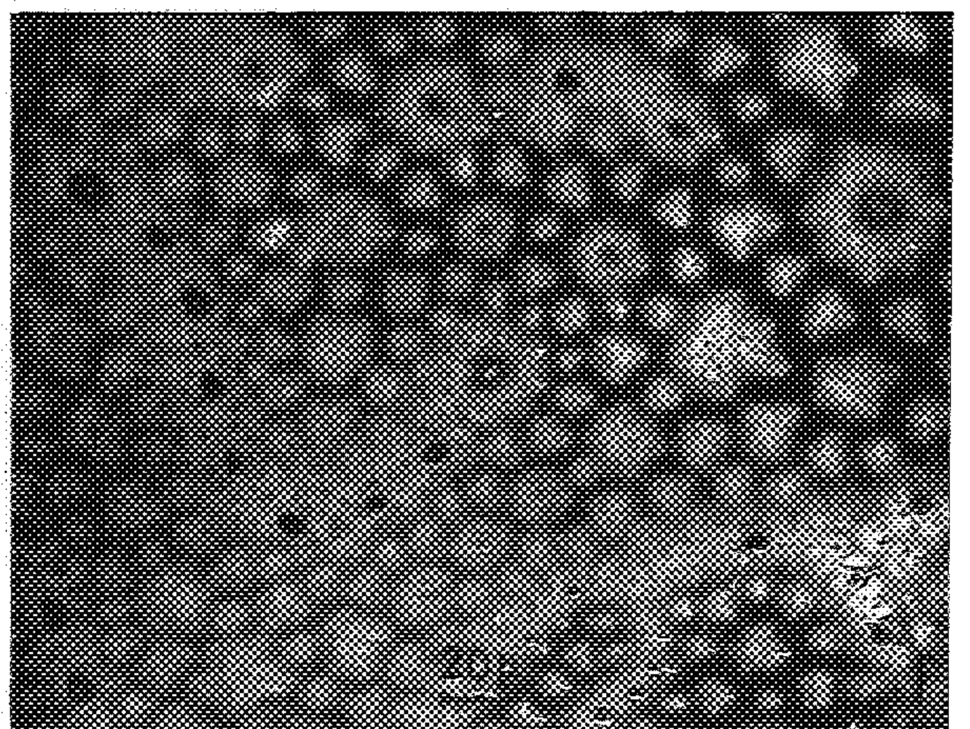
H = 900 oe



H = 1500 oe

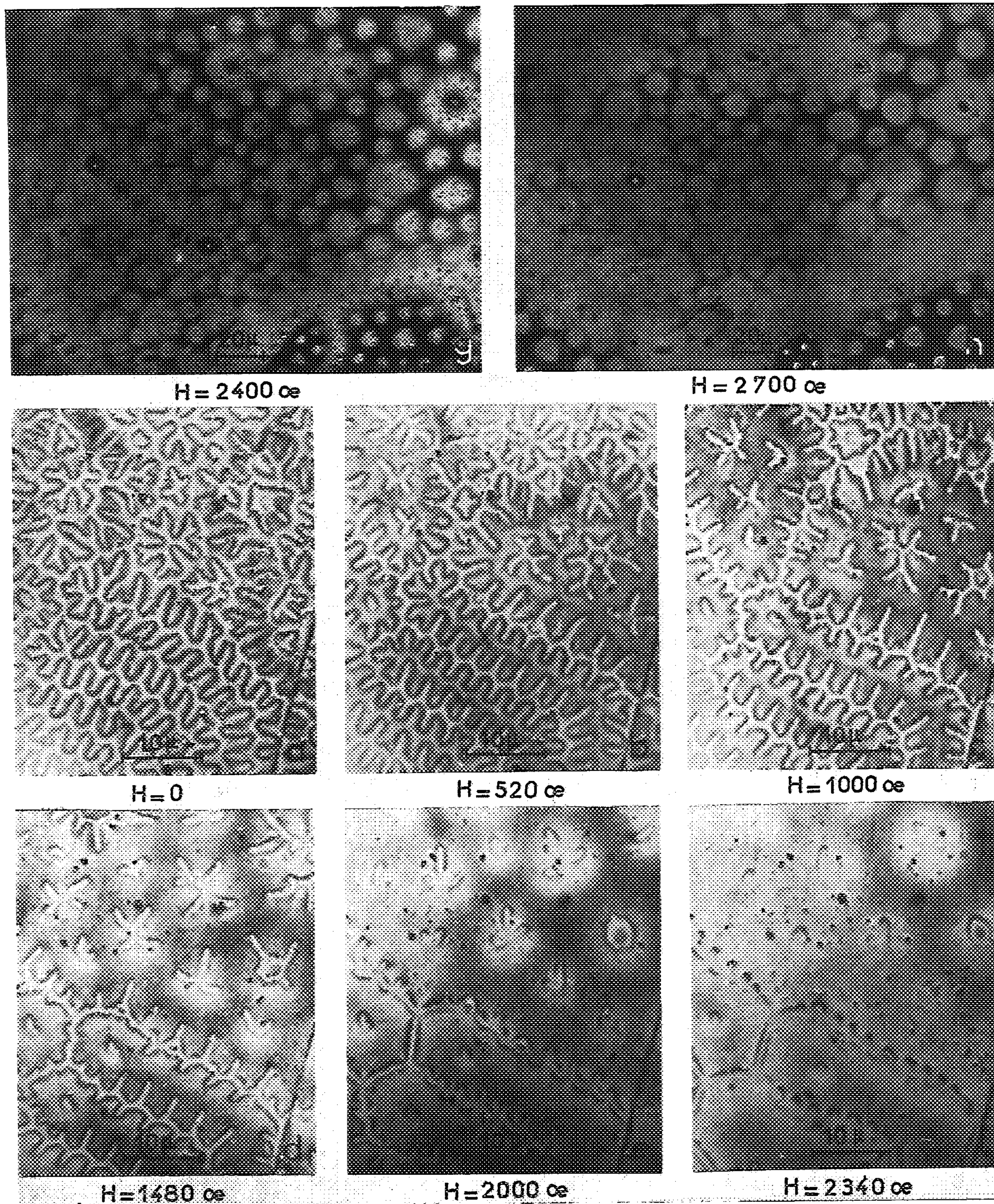


H = 1800 oe



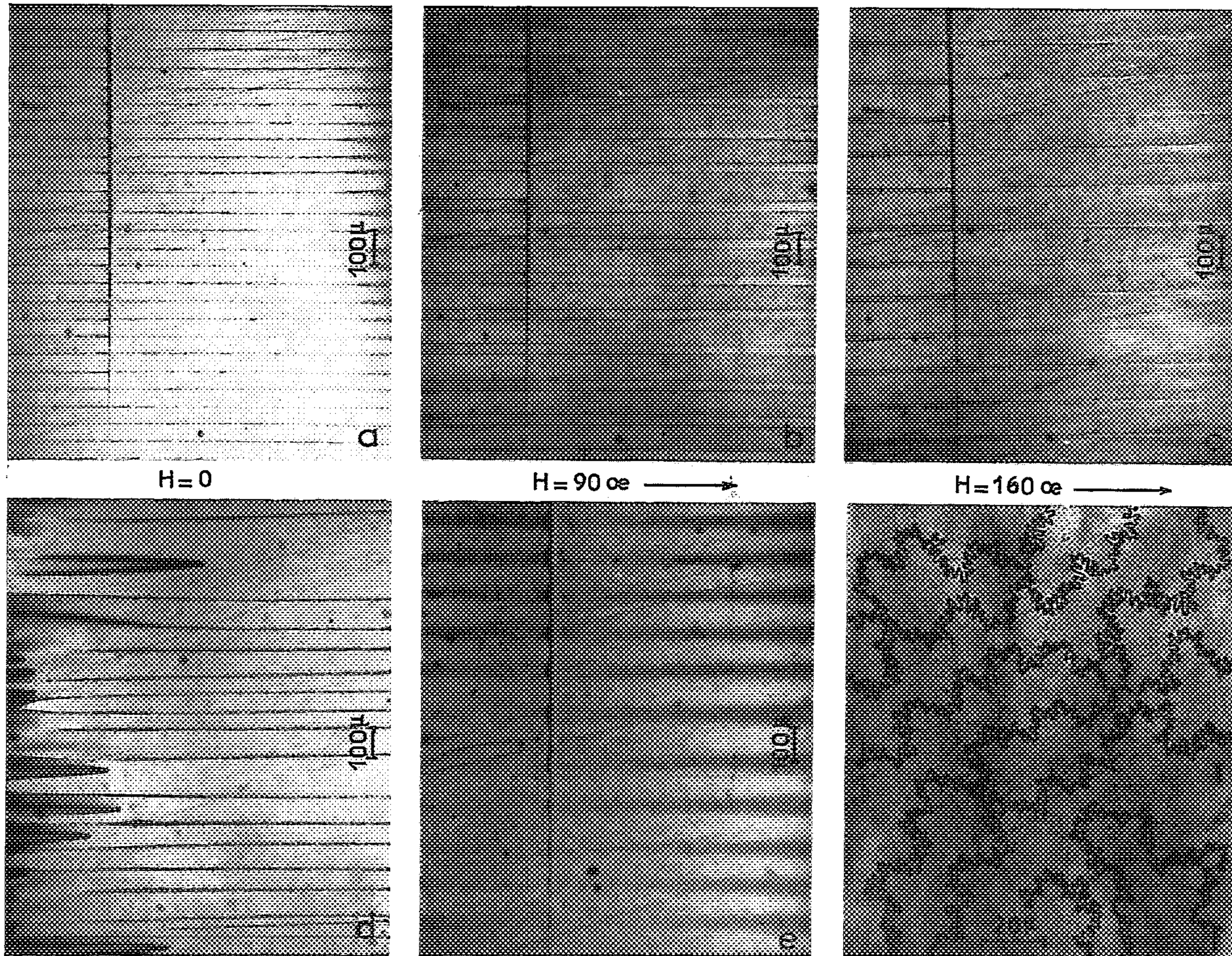
H = 2100 oe

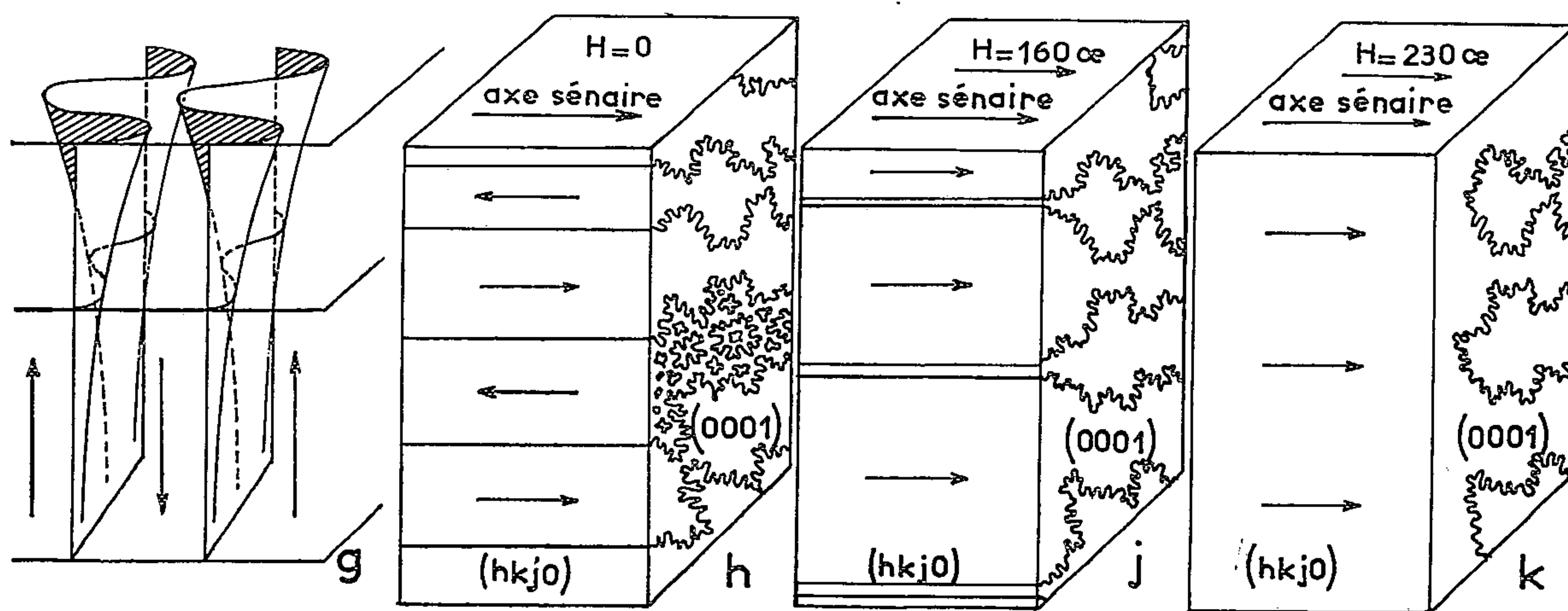
Plan (0001), magnétite de concentration moyenne, champ parallèle à l'axe sénaire, grossissement moyen. Détails de la disparition subite et successive des pics emprisonnés entre deux parois.



(*g* et *h*) suite de la planche IV (*a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*), plan (0001), magnétite à très faible concentration, champ parallèle à l'axe sénaire, fort grossissement. Détails de la modification des pics et des sinusoïdes en fonction du champ appliqué.

PLANCHE VI.





(*f*) plan (0001), les parois des domaines sont renforcées. (*a*, *b*, *c*, *d*, *e*) plan (*hkj*0); (*a* et *h*) cristal désaimanté; (*a*, *b*, *c*) et (*h*, *j*) rapprochement des parois en fonction d'un champ parallèle à l'axe sénaire; (*k*) raccordement des parois; (*d*) induction nulle après aimantation à saturation; (*e*) champ de 450 Oe parallèle à l'axe sénaire, puis champ de 90 Oe normal à la surface; (*g*) représentation spatiale de la paroi.

faire apparaître la superposition de la déformation périodique, à la paroi ondulée. La figure *c* (*pl.* I) montre à plus fort grossissement, les détails de la zone encadrée de la figure *a* (*pl.* I). On remarque (*fig. c; pl.* I) que les parois des domaines concentrent beaucoup plus de magnétite que les parois des pics. Cette concentration différente s'explique par le gradient de champ, en surface du cristal, qui est plus élevé au passage d'une paroi de domaine, qu'au passage d'une paroi d'un pic, car cette dernière paroi est inclinée par rapport à la direction d'aimantation. Lorsqu'on emploie une suspension colloïdale de magnétite plus dense, la sinusoïde forme une bande sombre, visible sur la figure *a* (*pl.* IV). Si la magnétite employée est très concentrée, la surface des domaines se recouvre d'une couche uniforme de magnétite; seuls les pics, dont le champ en surface est inférieur à $2\pi J_s$, forment des zones étoilées plus claires, moins chargées en magnétite. Les figures *b* et *d* (*pl.* I) montrent respectivement la même zone que les figures *a* et *c* (*pl.* I), mais avec une magnétite concentrée. Les pics correspondent exactement aux étoiles. Observés sur une face ($hkj0$), les domaines apparaissent sous la forme de bandes de largeur constante, parallèles à l'axe sénaire (*fig. a; pl.* VI). Les pics ne sont pas visibles sur cette face et restent à quelques microns de cette dernière (*fig. h; pl.* VI). La largeur (l) des domaines sur le plan ($hkj0$) varie avec l'épaisseur (e) du cristal : $e = 3,3$ mm, $l \sim 85\ \mu$; $e = 2,3$ mm, $l \sim 60\ \mu$ (*fig. a; pl.* VI); $e = 0,7$ mm, $l \sim 20\ \mu$. Si au lieu de désaimanter, dans un champ alternatif d'amplitude décroissante, on applique un champ inverse annulant l'induction, les parois mises en évidence sur la face ($hkj0$) (*fig. d; pl.* VI), ne sont plus rectilignes, leur espacement est irrégulier et les pics sont visibles sur cette face, contrairement à ce que nous venons d'observer pour le cristal désaimanté.

2. *Division en domaines d'un cristal épais en fonction du champ appliqué.* — Pour des champs, parallèles à l'axe sénaire, inférieurs à 1000 Oe, on constate que l'aimantation a lieu principalement par diminution de l'épaisseur des domaines antiparallèles au champ. Ce qui est mis en évidence sur les figures *a*, *b* et *c* (*pl.* II, IV et V) relatives au plan (0001) et correspondant à trois grossissements différents. Pour des valeurs de champ de 1200-1500 Oe, les figures des domaines antiparallèles se présentent sous la forme de chaînettes dont chaque maillon est un pic (*fig. d; pl.* II et IV). Les parois sont alors distantes de $\sim 1\ \mu$ (*fig. d; pl.* V). Quand le champ continue à croître, les parois, qui sont de même signe, ne se rapprochent plus ([6]), et un autre processus apparaît.

Pour des champs compris entre 1500 et 2 800 Oe, les pics emprisonnés entre les deux parois disparaissent subitement et successivement. Chaque domaine antiparallèle diminue donc d'une longueur égale au nombre de maillons disparus (*fig. d, e, f; pl.* IV et *g, h; pl.* V). Les figures *e*, *f* (*pl.* II) et *g*, *h*, *i*, *j* (*pl.* III) à plus faible grossissement, donnent une vue d'ensemble de la réduction de longueur des domaines. Pour des champs de l'ordre

de 2 800 Oe, il ne reste plus que des pics dans les domaines parallèles. Mais dans ces derniers domaines, la disparition des petits pics a déjà commencé pour 2 000 Oe et ce processus se poursuit quand le champ augmente, les gros pics disparaissent les derniers (*fig. g, h, i,jj, k, l; pl.* III). Pour un champ de l'ordre de 3 300 Oe, les pics ont tous disparu, l'aimantation à saturation est alors atteinte. Dans les figures à faible grossissement, le halo qui entoure les pics masque leur contour, par contre les figures *a, b, c, d, e* et *f* (*pl.* V), à fort grossissement, permettent, en fonction du champ, l'observation de la forme réelle des pics et des sinusoïdes.

Quand le champ décroît, les pics prennent naissance en quelques points, puis se déplacent pour se répartir uniformément dans le cristal. D'autres pics apparaissent alors entre eux déjà existants et la désaimantation se poursuit par développement des domaines, maillon par maillon, dans le sens de la longueur, puis en épaisseur. Nous observons un phénomène inverse de celui de l'aimantation.

Les figures mises en évidence, sous l'influence d'un champ parallèle à l'axe sénaire, sur la face (0001) au voisinage de la face (*hkj*0), et sur cette dernière, présentent quelques particularités. Entre 0 et 220 Oe, on observe d'abord un rapprochement des parois (*fig. a, b, c; pl.* VI et *h, j; pl.* VI) puis leur raccordement (*fig. k; pl.* VI). Les parois disparaissent donc sur la face (*hkj*0) pour un champ de 230 Oe, bien inférieur aux 3 300 Oe nécessaires pour atteindre la saturation. En réalité, la saturation observée sur le plan (*hkj*0) n'est qu'apparente, car il existe des domaines sous-jacents à la surface, qu'on matérialise sur la face (*hkj*0) faiblement désorientée, en appliquant, après saturation apparente, un champ normal à la surface (*fig. e; pl.* VI). On met ainsi en évidence, sans réapparition des parois, des bandes chargées de magnétite, dues aux variations de la composante de l'aimantation normale à la surface. Bates et ses collaborateurs [5] attribuent la réapparition subite des parois, sur la face (*hkj*0), à une nucléation temporisée, qui se produirait dans les cristaux dont $K/I_s^2 \gg 1$. Nos observations ne nous semblent pas en accord avec cette interprétation, et nous considérons qu'il n'y a pas nucléation, mais simplement extension des domaines jusqu'à la face (*hkj*0). Le champ nécessaire pour provoquer la saturation apparente sur le plan (*hkj*0), croît avec l'angle que fait le champ extérieur avec l'axe sénaire et les parois restent parallèles à l'axe sénaire, conformément à l'hypothèse de Néel [4].

(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) J. B. Goodenough, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 356-365.
(2) M. Paulus, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2227, 2 planches hors texte.
(3) G. Villers, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2973 et 249, 1959, p. 1337.
(4) R. Pauthenet et G. Rimet, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 656.
(5) L. F. Bates, D. J. Craik, P. M. Griffiths et E. D. Isaac, *Proc. Royal. Soc.*, série A, 253, 1959, p. 1.
(6) M. Paulus, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1213, 2 planches hors texte.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, Bellevue, Seine-et-Oise.*)

ÉLECTRONIQUE. — *Stabilisation d'un champ magnétique par un maser à résonance nucléaire.* Note (*) de M. HARALD HAHN, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Le principe du système stabilisateur.* — Nous avons stabilisé le champ magnétique d'un électroaimant dont le courant excitateur est constant à 3.10^{-5} [1], en prenant comme base les dispositifs de la référence [2] : la fréquence d'oscillation f_m d'un maser à résonance nucléaire [3], dans le circuit oscillant, accordé sur f_c, est pilotée par le champ B_0 d'après la relation

$$f_m = \frac{Q_n}{Q_n + Q} \frac{\gamma}{2\pi} B_0 + \frac{Q}{Q_n + Q} f_c$$

(avec le rapport gyromagnétique des protons γ, le coefficient de surtension nucléaire, $Q_n \approx 130\,000$ et le coefficient de surtension artificielle du circuit

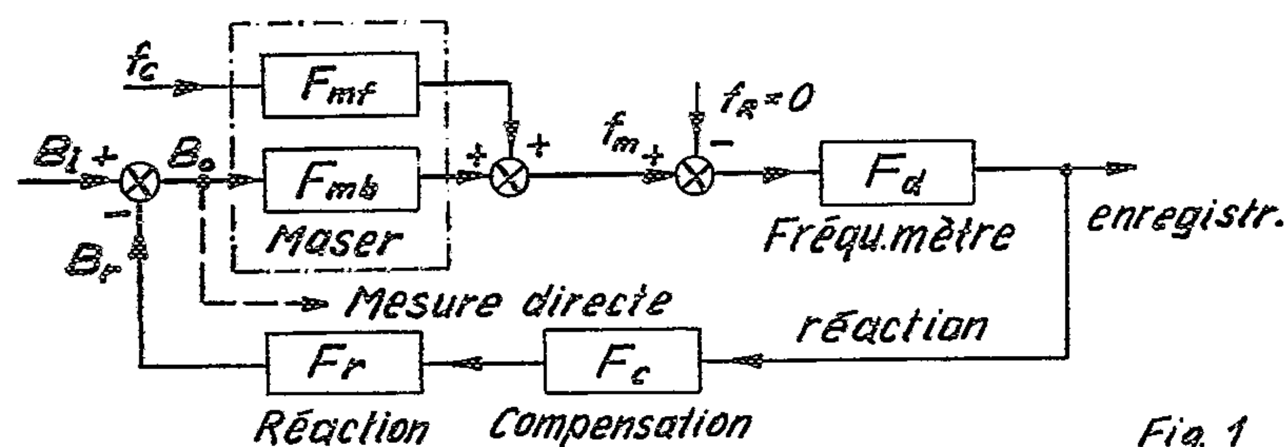


Schéma de principe du système stabilisateur.

oscillant, $Q \approx 18\,500$). Le fréquencemètre fournit une tension d'erreur continue u_e proportionnelle à l'écart entre f_m et une fréquence de référence $f_R = 29{,}63$ MHz, stabilisée par un quartz à $\pm 4.10^{-7}$ près. Cette tension est également proportionnelle à une différence entre le champ B_0 et sa valeur de consigne $B_R = (2\pi/\gamma) f_R = 0{,}6958$ Ts, si nous négligeons pour l'instant l'erreur due à l'entraînement. L'organe de réaction est constitué par une bobine de $2 \times 8\,500$ spires attaquée par un amplificateur de puissance à courant continu.

2. *L'analyse du système stabilisateur* (*fig.* 1). — Le champ B_0 dans l'entrefer, en présence des perturbations — les plus importantes sont une fluctuation ou une dérive du champ non régulé B_i et de la fréquence du circuit oscillant f_c —, est donné par la formule

$$B_0 = \frac{1}{1 + F_0} B_i + \frac{F_{mf}}{F_{mb}} \frac{F_0}{1 + F_0} f_c,$$

avec la fonction de transfert en boucle ouverte $F_0 = K_0\, G_0\,(p)$.

Nous examinons d'abord le système régulateur pour un $f_c = 0$. Sans

compensation ($F_c = 1$) du retard de phase de la fonction de transfert, la stabilisation est complètement insuffisante.

a. Nous avons donc utilisé une compensation par un réseau passif à contrôle intégral, ce qui permet un facteur de régulation $K_0 = 450$. Un enregistrement typique (*fig.* 2 A) de la fréquence du maser (et donc du champ) montre une dérive de 20 Hz par demi-heure.

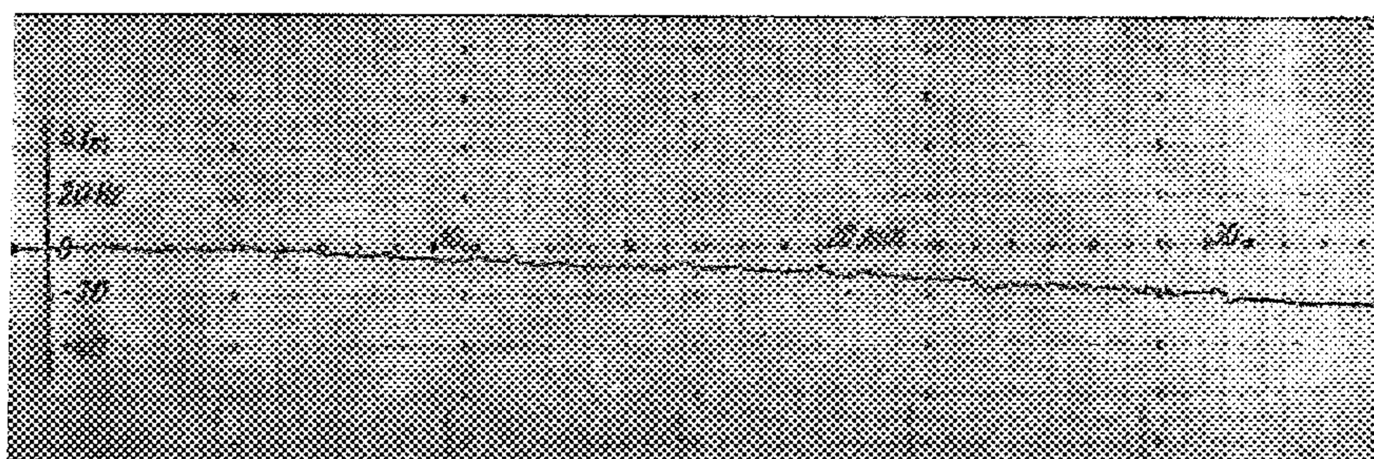


Fig. 2 A.

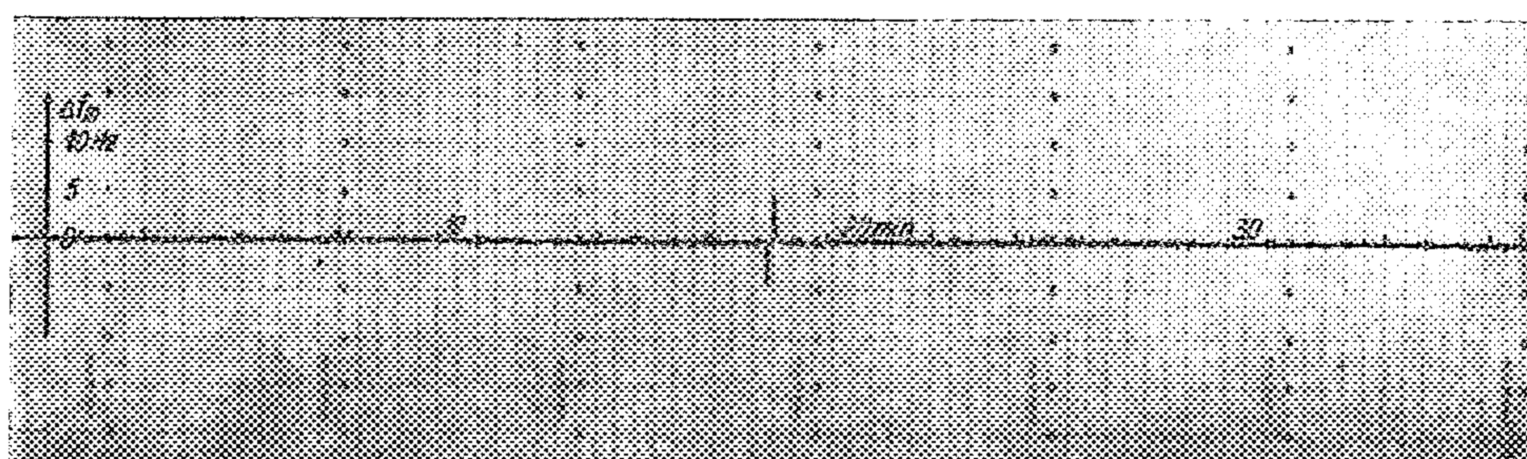
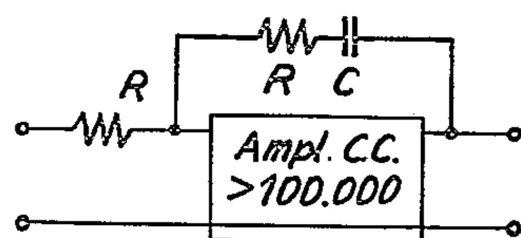


Fig. 2 B.

Fig. 2. — Enregistrement de la tension d'erreur avec compensation par : A, un réseau passif; B, un amplificateur opérationnel.

b. Nous avons pu la supprimer en adjoignant un amplificateur opérationnel, monté comme l'indique la figure 3. La courbe asymptotique pour la fonction de transfert en boucle ouverte $|G_0(j\omega)|$ du système compensé



$T_i = RC$

$R = 1\,M\Omega$

$C = 1\,\mu F$

$$F_c = \frac{1 + T_i p}{T_i p}$$

Amplificateur opérationnel.

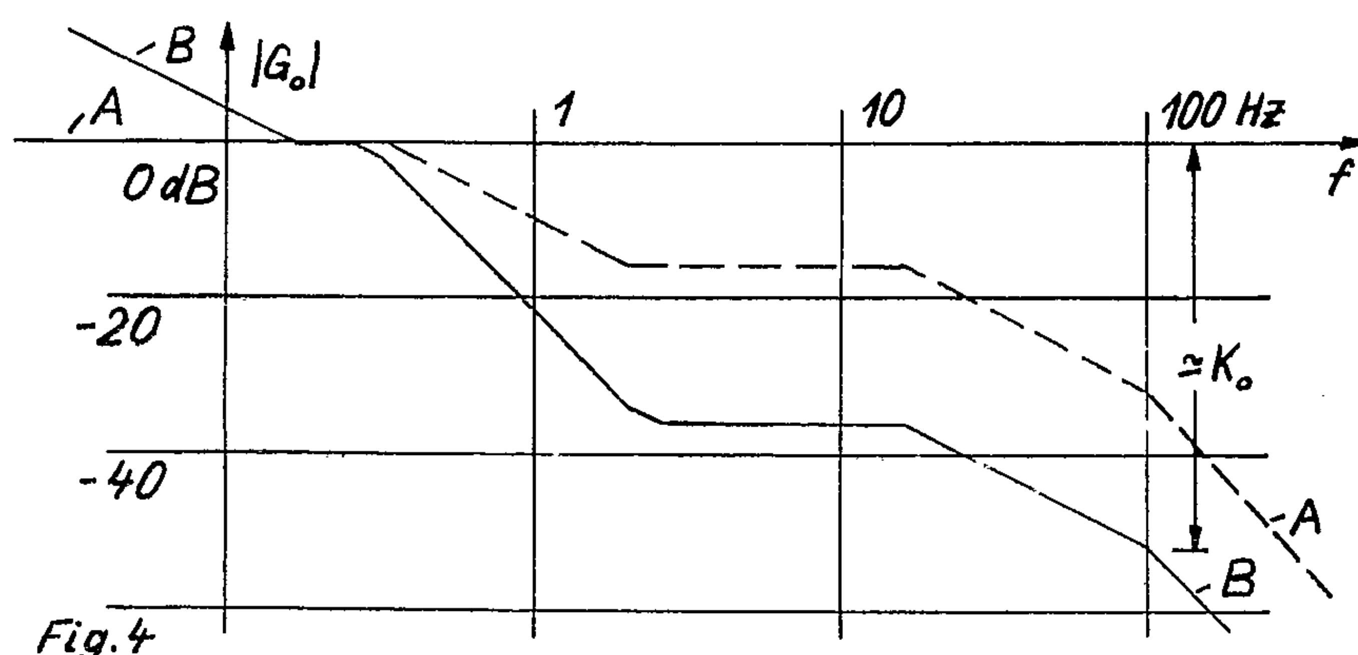
est montré sur la figure 4. L'enregistrement de la figure 2 B montre que la fréquence du maser est pratiquement asservie à la fréquence de référence. La seule différence appréciable observée sur l'enregistrement est due

à une perturbation artificielle de B_i, que nous avons provoquée pour étudier la réponse transitoire.

3. *L'instabilité du champ due à l'entraînement de fréquence.* — Les résultats précédents nous permettent d'écrire $f_m = 0 = F_{mb} B_0 + F_{mf} f_c$, d'où

$$\frac{\gamma}{2\pi} B_0 = -\frac{Q}{Q_n} f_c \approx -\frac{1}{7} f_c.$$

Le fait que l'amplitude d'oscillation du maser diminue pour un $|f_c| \neq 0$ donne un moyen de tenir -120 Hz $< f_c < +120$ Hz, en ajustant toutes les 10 mn la fréquence du circuit oscillant.



La courbe asymptotique de la fonction de transfert en boucle ouverte : A, sans compensation; B, avec compensation.

La stabilité du champ relative à la référence est donc de $\pm 6.10^{-7}$, ce qui équivaut à une stabilité absolue à long terme de $\pm 1.10^{-6}$. Nous avons effectué une mesure directe du champ par intégration d'une tension induite et avons trouvé une fluctuation à court terme de $\pm 3.10^{-7}$. Une méthode pour la suppression de l'entraînement, analogue à celle de la référence ([4]), sera étudiée prochainement au laboratoire.

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) M. SAUZADE, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 205.
([2]) C. FRIC et H. HAHN, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 680.
([3]) H. BENOIT, *Ann. Phys.*, 4, 1959, p. 1439.
([4]) J. BONANOMI, J. HERMANN, J. DE PRINS et P. KARTESCHOFF, *Rev. Sc. Instr.*, 28, nº 11, 1957, p. 875.

(*Laboratoire d'Électronique et Radioélectricité de la Sorbonne*, B. P. nº 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

ÉLECTRONIQUE. — *Sur une application du calcul matriciel à la détermination des schémas équivalents d'un transistor base à la masse et émetteur à la masse en basse et haute fréquence.* Note (*) de M. **Romane Mezencev**, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur applique les résultats du calcul matriciel pour retrouver très simplement les montages équivalents d'un transistor base à la masse et émetteur à la masse. Il en déduit très aisément les schémas équivalents à utiliser en haute fréquence.

1. Dans un montage base à la masse, la matrice d'impédance d'un transistor a la forme générale

$$\| Z \| = \begin{Vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{Vmatrix}.$$

Les matrices de changement permettant de passer du montage base à la masse au montage émetteur à la masse étant représentées par

$$\| V \| = \| A' \| . \| V' \| \qquad \text{et} \qquad \| I \| = \| B' \| . \| I' \|,$$

la nouvelle matrice d'impédance (¹) sera

$$\| Z' \| = \| A' \|^{-1} \| Z \| . \| B' \|.$$

Il est facile de voir que, dans les conditions de la figure 1, on doit écrire

$$\| A' \| = \begin{Vmatrix} -1 & 0 \\ -1 & +1 \end{Vmatrix} \qquad \text{et} \qquad \| B' \| = \begin{Vmatrix} -1 & -1 \\ 0 & +1 \end{Vmatrix},$$

d'où l'on tire

$$(1) \qquad \| Z' \| = \begin{Vmatrix} Z_{11} & Z_{11} - Z_{12} \\ Z_{11} - Z_{21} & \begin{matrix} Z_{11} + Z_{22} \\ - Z_{12} - Z_{21} \end{matrix} \end{Vmatrix}.$$

De même, pour passer du montage base à la masse au montage collecteur à la masse, nous aurions

$$\| A'' \| = \begin{Vmatrix} -1 & +1 \\ -1 & 0 \end{Vmatrix} \qquad \text{et} \qquad \| B'' \| = \begin{Vmatrix} 0 & +1 \\ -1 & -1 \end{Vmatrix},$$

d'où

$$\| Z'' \| = \begin{Vmatrix} Z_{22} & Z_{22} - Z_{21} \\ Z_{22} - Z_{12} & \begin{matrix} Z_{11} + Z_{22} \\ - Z_{12} - Z_{21} \end{matrix} \end{Vmatrix}.$$

2. Nous avons fait une application immédiate de ces résultats en prenant pour schéma équivalent au montage base à la masse le schéma en T de la figure 1. On a, en effet (²)

$$\| Z \| = \begin{Vmatrix} r_e + r_b & r_b \\ r_b + a r_c & r_b + r_c \end{Vmatrix}, \qquad \text{d'où} \qquad \| Z' \| = \begin{Vmatrix} r_e + r_b & r_e \\ r_e - a r_c & r_e + r_c(1 - a) \end{Vmatrix}$$

que nous écrirons avec M. Moulon ([3])

$$\|Z'\| = \begin{Vmatrix} r_e + r_b & r_e \\ r_e - b\rho_c & r_e + \rho_c \end{Vmatrix}, \quad \text{en posant} \quad r_c(1-a) = \rho_c \quad \text{et} \quad b = \frac{a}{1-a}.$$

Cette expression justifie le schéma équivalent proposé par cet auteur et reproduit sur la figure 1. On trouverait de même avec le montage collecteur à la masse

$$\|Z''\| = \begin{Vmatrix} r_b + r_c & r_c(1-a) \\ r_c & r_e + r_c(1-a) \end{Vmatrix}.$$

3. Nous avons procédé de même pour retrouver commodément un schéma expliquant le fonctionnement du transistor en haute fréquence.

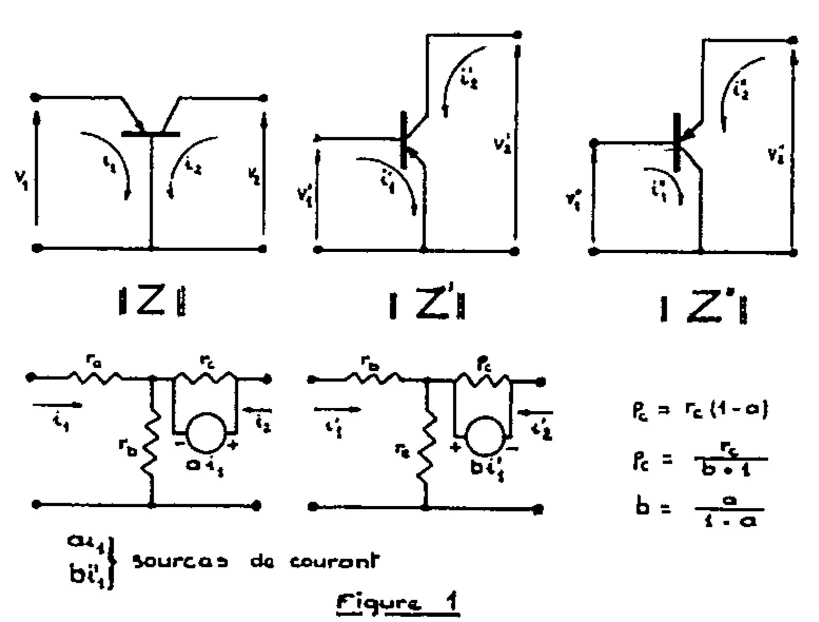


Figure 1

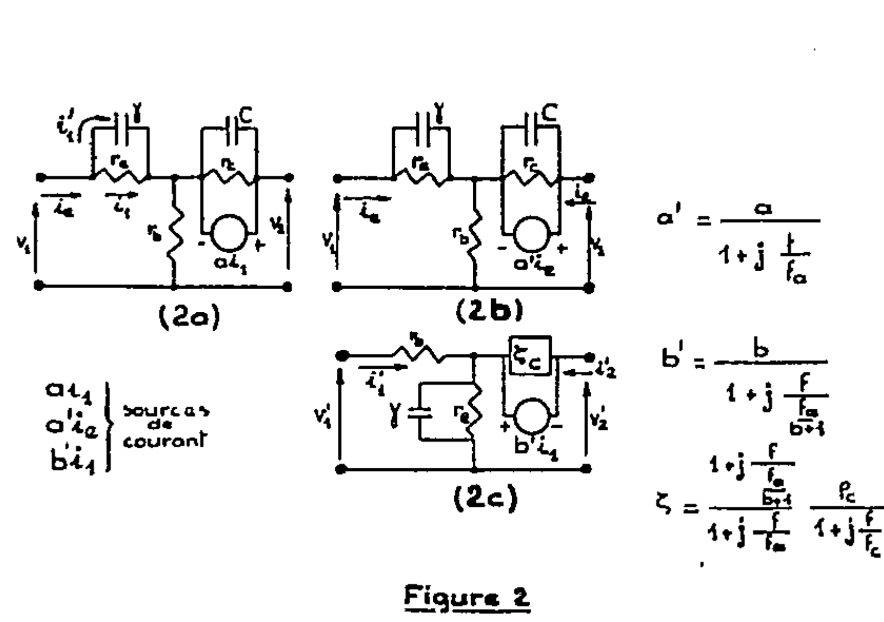


Figure 2

On doit alors adopter un schéma équivalent différent représenté sur la figure 2 *a*, où r_e et r_c sont remplacées par deux impédances z_e et z_c. En remarquant de plus que le générateur de courant ai_1 ne fait intervenir que la portion i_1 du courant i_e, nous pouvons écrire

$$z_e = \frac{r_e}{1 + j\dfrac{f}{f_a}}, \qquad z_c = \frac{r_c}{1 + j\dfrac{f}{f_c}}, \tag{2}$$

avec

$$f_a = \frac{1}{2\pi r_e \gamma} \quad \text{et} \quad f_c = \frac{1}{2\pi r_c C} = \frac{1}{2\pi\rho_c(b+1)C}. \tag{3}$$

On en tire

$$\begin{cases} v_1 = (r_b + z_e)i_e + r_b i_2, \\ v_2 = r_b i_e + (r_b + z_c)i_2 + a z_c i_1, \end{cases} \tag{4}$$

avec

$$i_e = i_1 + i'_1, \tag{5}$$

$$0 = r_e i_1 = \frac{i'_1}{j\gamma\omega}. \tag{6}$$

L'élimination de i_1 dans les trois équations (4), (5) et (6) donne le système

$$\begin{cases} v_1 = (r_b + z_e)i_e + r_b i_2, \\ v_2 = \left(r_b + \dfrac{a}{1 + j\dfrac{f}{f_a}} z_c\right) i_e + (r_b + z_c)i_2, \end{cases}$$

lequel nous donne la nouvelle matrice suivante, symbolisée par le schéma de la figure 2 *b* :

$$\|Z\| = \begin{Vmatrix} r_b + z_e & r_b \\ r_b + a' z_c & r_b + z_c \end{Vmatrix}.$$

Lors d'un montage émetteur à la masse, la transformation (1) donne comme nouvelle matrice

$$\|Z'\| = \begin{Vmatrix} r_b + z_e & z_e \\ z_a - a' z_c & z_e + z_c(1 - a') \end{Vmatrix}$$

qui mène au schéma équivalent de la figure 2 *c* avec pour tout changement par rapport au montage en basse fréquence, le remplacement de

$$a \text{ par } a' = \frac{1}{1 + j\dfrac{f}{f_a}}, \qquad \rho_c \text{ par } \zeta_c = \frac{1 + j\dfrac{\dfrac{f}{f_a}}{b+1}}{1 + j\dfrac{f}{f_a}} \frac{\rho_c}{1 + j\dfrac{f}{f_c}},$$

$$b \text{ par } b' = \frac{b}{1 + j\dfrac{\dfrac{f}{f_a}}{b+1}},$$

dans le cas le plus courant où $z_e \ll \zeta_c$, soit

$$\|Z'\| = \begin{Vmatrix} r_b + z_e & z_e \\ z_e - \dfrac{b}{1 + j\dfrac{f}{f_a}} \dfrac{\rho_c}{1 + j\dfrac{f}{f_c}} & z_e + \dfrac{1 + j\dfrac{\dfrac{f}{f_a}}{b+1}}{1 + j\dfrac{f}{f_a}} \dfrac{\rho_c}{1 + j\dfrac{f}{f_c}} \end{Vmatrix},$$

Conclusion. — Cette méthode nous a permis de retrouver très aisément les schémas équivalents au transistor en haute fréquence dans le cas où l'on peut se contenter du montage en T de la figure 2 *a*, c'est-à-dire tant que la fréquence demeure inférieure à f_a.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) KRON, *Tensor Analysis of Networks*.

(2) R. F. SHEA, *Principes des Circuits à transistors*.

(3) J. M. MOULON, *Les transistors dans les amplificateurs*.

ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE. — *Pont à quatre redresseurs, générateur de signaux rectangulaires.* Note (*) de MM. **Roger Dehors** et **Guy Séguier**, transmise par M. Louis Néel.

Le générateur proposé consiste en un pont à diodes qui, alimenté en alternatif, permet à chaque période le débit d'une source à courant continu. Il fournit à une impédance des impulsions rectangulaires de tension de durée réglable. Simple et puissant, l'emploi de diodes au silicium le rend particulièrement intéressant. Enfin, une tension rectangulaire alternative peut être obtenue en associant deux ponts identiques.

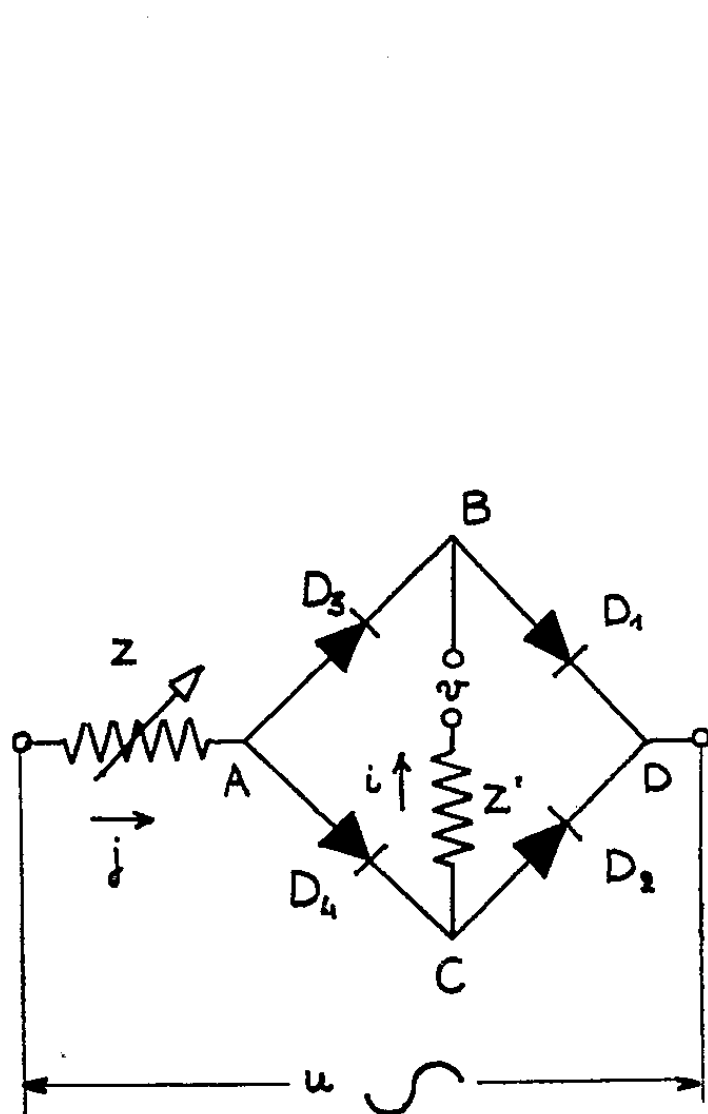


Fig. 1.

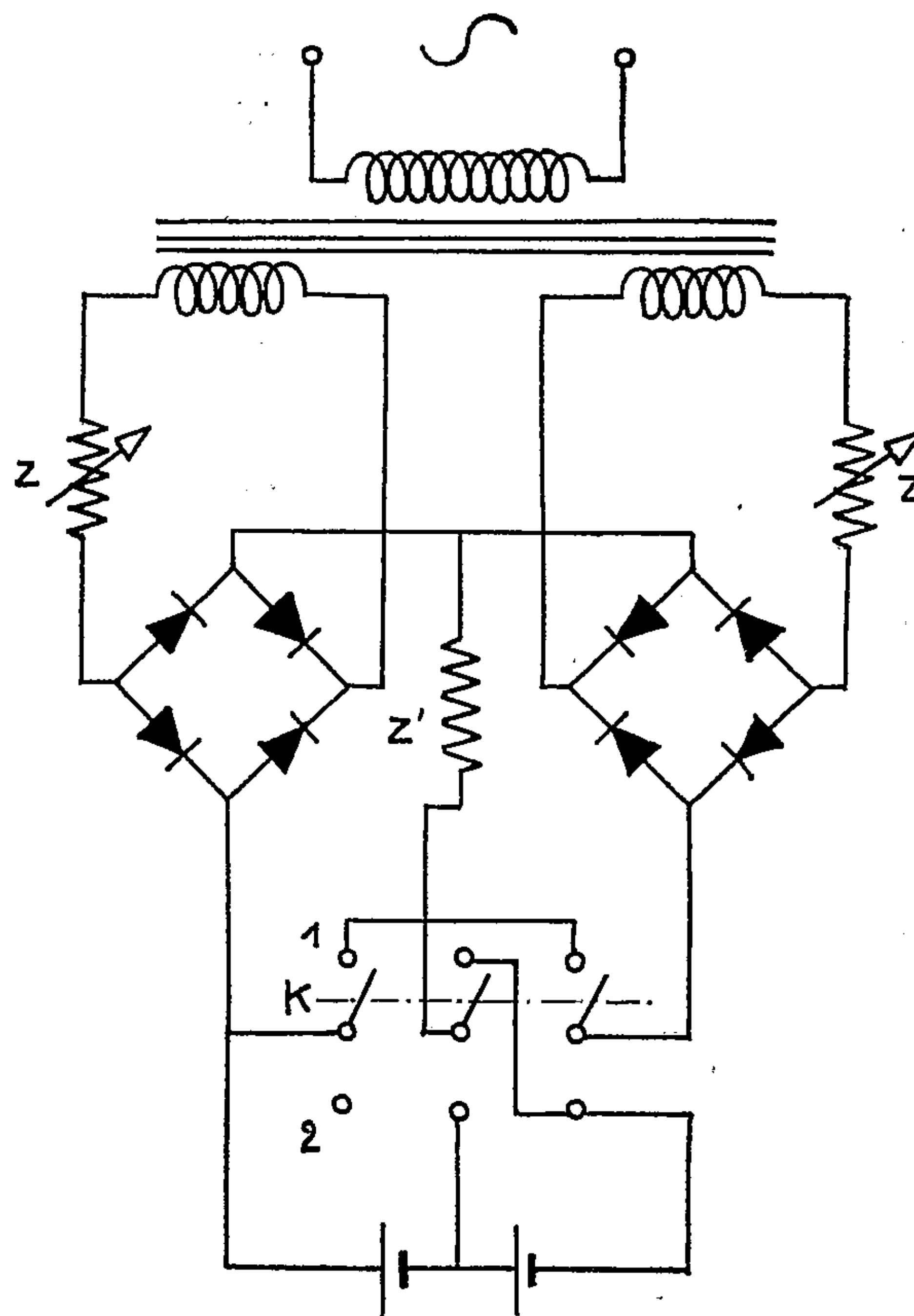


Fig. 2.

Principe. — Les diodes identiques D_1, D_2, D_3, D_4 (*fig.* 1), supposées parfaites (résistance nulle ou infiniment grande, et seuil inexistant), alimentées par la tension alternative u de fréquence f à travers l'impédance réglable Z, sont conductrices pendant une fraction θ/T de la période.

Dans l'intervalle θ la source de tension v débite un courant i dans l'impédance d'utilisation Z', et la double dérivation D_1 D_2, et D_3 D_4, à

condition que la valeur absolue de i reste inférieure à l'intensité j du courant principal.

En première approximation, dans le reste de la période les diodes étant bloquées, le courant i ne peut circuler. On obtient par conséquent aux bornes de Z' l'application de v dans l'intervalle réglable θ.

Relations quantitatives. — Hypothèses : la tension u est alternative, la tension v quelconque, Z et Z' sont des résistances pures R et ρ, les diodes présentent une résistance directe, fonction décroissante de leur débit; leur seuil est négligé. La composition des courants, effets des tensions u et v, donne pour expressions du courant i et des tensions aux bornes des diodes D_1 et D_4 de résistance interne r, et des diodes D_2 et D_3 de résistance $r'(r' > r)$:

$$(1) \qquad i = \frac{\dfrac{u(r'-r)}{2R+r+r'}+v}{\rho+\dfrac{rr'}{R+r+r'}+\dfrac{(R+r)(R+r')(r+r')}{(R+r+r')(2R+r+r')}},$$

$$(2) \qquad v_1 = v_B - v_D = v_A - v_C = r\,\frac{u+i(R+r')}{2R+r+r'},$$

$$(3) \qquad v_2 = v_C - v_D = v_A - v_B = r'\,\frac{u-i(R+r')}{2R+r+r'}.$$

Dans la conduction simultanée des quatre diodes, si r et r' sont faibles devant R et ρ:

$$(4) \qquad i \simeq \frac{v}{\rho},$$

$$(5) \qquad v_1 \simeq r\,\frac{u+\dfrac{vR}{\rho}}{2R},$$

$$(6) \qquad v_2 \simeq r'\,\frac{u-v\dfrac{R}{\rho}}{2R}$$

et dans le blocage simultané :

$$(7) \qquad i = 0,$$

$$(8) \qquad v_1 = \frac{u+v}{2},$$

$$(9) \qquad v_2 = \frac{u-v}{2},$$

d'où les conditions de conduction ($r \neq r'$, r et $r' \ll$ R et ρ) et de blocage ($r = r' \gg$ R et ρ) :

$$(10) \qquad \frac{u}{R} > \frac{|v|}{\rho}, \qquad u < -|v|.$$

Le passage de l'un à l'autre de ces régimes n'est pas instantané et, à chaque période, deux courts intervalles de temps sont à considérer pendant

lesquels deux diodes seulement conduisent :

(11) soit D_1 et D_4 pour $v > 0$, avec $i \simeq \dfrac{u+v}{\rho+R}$;

(12) soit D_2 et D_3 pour $v < 0$, avec $i \simeq \dfrac{v-u}{\rho+R}$.

Génération d'impulsions rectangulaires et réglage de leur durée. — La tension u est sinusoïdale, la tension v continue. Les équations (4) et (7) montrent que si ρ est une résistance pure, les impulsions de courant i sont pratiquement rectangulaires.

La durée (commune) des temps de croissance et de décroissance de i est d'autant plus brève que la tension efficace U de commande est plus élevée par rapport à la tension asservie v, et que le courant U/R est plus grand devant v/ρ [1].

Si r et r' ne sont pas négligeables devant R et ρ, la tension de sortie devient pendant la conduction simultanée

(13) $$\rho i \simeq \left[u\left(\frac{r'-r}{2R}\right)+v\right]\left[1+\frac{r+r'}{2\rho}\right]^{-1},$$

très proche de v, surtout dans le cas de diodes au silicium.

Exemple : U = 220 V, v = 30 V, R = 100 Ω, ρ = 200 Ω. Diodes au silicium (Thomson-Houston n° 13J2). Pendant les 97/100e de T/2 ρi ne diffère de v que de 0,2 % au maximum.

Un très large réglage de la durée θ de part et d'autre de T/2, peut se faire en agissant sur l'argument de l'impédance Z substituée à R. Dans le fonctionnement en charge, sur une impédance mise en parallèle avec ρ, l'onde de la tension de sortie se déforme, mais un choix convenable de ρ et des éléments de Z, permet de la corriger efficacement.

La puissance utile du générateur n'est limitée que par le courant moyen maximal des diodes et la puissance des deux sources.

Extension. — Deux ponts identiques (*fig.* 2) peuvent donner soit des signaux rectangulaires unidirectionnels de fréquence $2f$ (inverseur K en position 1), soit des signaux rectangulaires alternatifs (K en 2).

(*) Séance du 21 mars 1960.

[1] Si les diodes ont un seuil de tension u_0, cette durée n'est pas affectée mais celle de l'impulsion est réduite de $4\,u_0\,(U\omega\sqrt{2})^{-1}$.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre d'émission de la décharge obtenue par réunion des jets émis par des pointes fines dans l'air atmosphérique.* Note (*) de MM. François Cabannes et Maurice Skowronek, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le spectre d'émission obtenu dans des conditions particulières ([1]), a été comparé avec le spectre d'émission des arcs et des étincelles dans l'air et les spectres des éclairs; on a noté d'importantes différences.

1. Conditions expérimentales. — L'appareil représenté sur la figure 1 réalise la réunion des jets élémentaires émis par une pointe portée par la tige A dans le plan de l'anneau B. Nous avons photographié le spectre

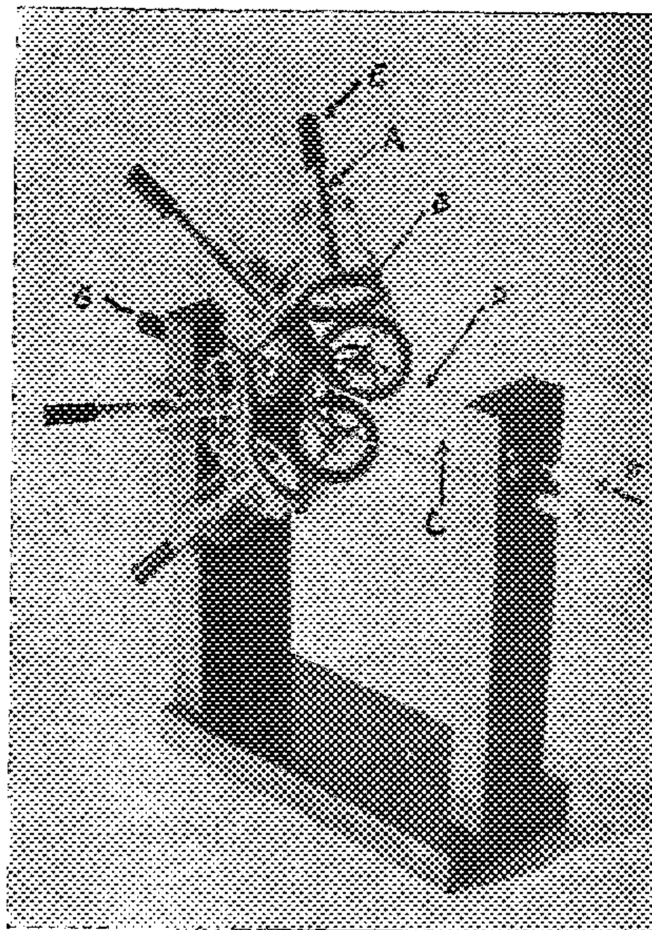


Fig. 1.

de la décharge au voisinage de la pointe collectrice C. La fente est parallèle à la décharge centrée sur l'axe FG. Le courant total est de l'ordre de 3 mA pour une tension de 20 kV. Le gaz est l'air atmosphérique.

2. Aspect général du spectre. — Le spectre présente nettement deux zones différentes : l'une couvre toute la hauteur de la fente, l'autre plus étroite est une zone de forte excitation se trouvant près de la pointe collectrice (*fig.* 2).

3. Bandes de N_2. — La molécule d'azote est très bien caractérisée par le premier et le deuxième système positif; certaines bandes de ce dernier présentent une belle structure de rotation.

a. Deuxième système positif. — Ce système est bien développé, mais la température de vibration ne semble pas très élevée, ce qui apparaît particulièrement dans la séquence $v' - v'' = -4$ où l'intensité des bandes décroît depuis la bande (0-4) jusqu'à la bande (4-8). Cela nous conduit à penser que l'émission du deuxième système positif n'est pas due à une

recombinaison ionique, qui fournirait une température de vibration beaucoup plus élevée, mais plutôt à une réaction entre atomes et molécules.

b. Premier système positif. — Ce système est particulièrement bien caractérisé par la séquence $v' - v'' = 4$. On n'observe pas l'exaltation des bandes jaunes comme dans la phosphorescence de l'azote, mais cela n'est pas suffisant pour exclure le mécanisme d'émission par recombinaison atomique ([2]).

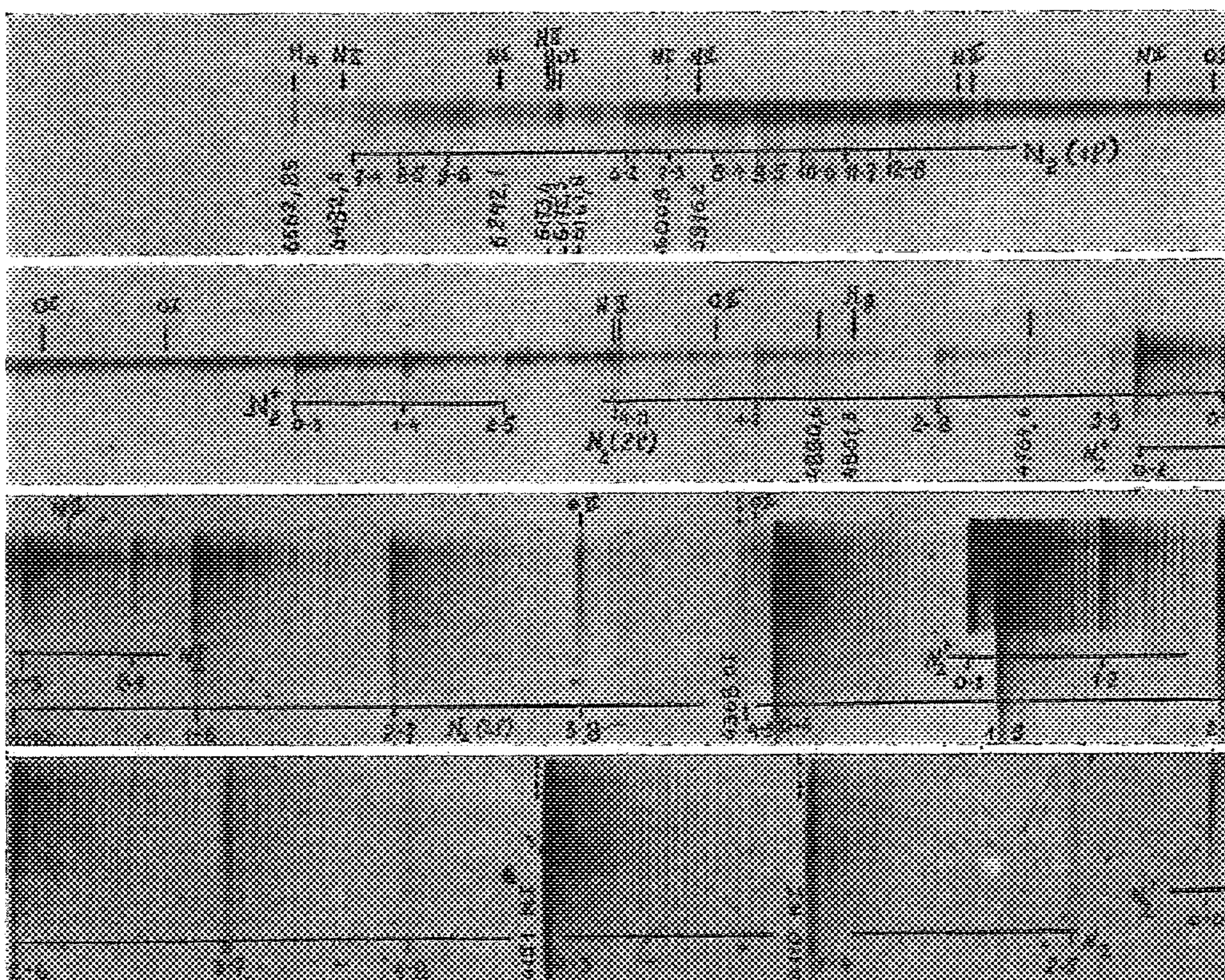


Fig. 2.

..... Raies de OI et NI absentes.

4. Bandes de N_2^+. — Le premier système négatif de l'azote est le plus intense et très complet avec les séquences $v' - v'' = -4, -3, -2$ et -1. L'intensité des bandes dans une séquence (en particulier dans la séquence $v' - v'' = -2$) nous montre que la température de vibration n'est pas élevée. D'autre part, nous avons déterminé la température de rotation d'après la structure de la bande 4 278 Å, la valeur trouvée : 1300° K, est très faible, ce qui semble indiquer que les bandes moléculaires sont émises dans la zone périphérique de la décharge, zone relativement froide, où l'excitation est faible et l'émission par chocs électroniques improbable; nous devons donc encore envisager une émission par réaction atomique ou moléculaire.

5. SPECTRE DE N I. — A notre grande surprise, ce spectre semble totalement absent. En particulier, nous n'avons pas pu déceler les raies suivantes : 4 110,0 Å ($3s^2P - 3p'^2D^0$); 4 151,5 Å ($3s^4P - 4p^4S^0$); 6 008,5 Å ($3p^2S - 4d^2P$) qui sont situées dans des régions peu encombrées du spectre. L'absence du spectre d'arc est d'autant plus étonnante que le spectre de N II est très important et qu'on attendrait une émission du spectre d'arc par recombinaison ionique.

6. SPECTRE DE N II. — Le spectre de N II est très complet et très bien caractérisé par les multiplets : ${}^1P \to {}^1P^0$, ${}^3F^0 \to {}^3D$, ${}^3D^0 \to {}^3P$, ${}^3D \to {}^1P^0$, ${}^3D \to {}^3P^0$, ${}^3S \to {}^3P^0$, ${}^3F^0 \to {}^3D$, ${}^1D^0 \to {}^1P$ (le multiplet ${}^3P \to {}^3P^0$: 4 630-4 643-4 601 Å paraît relativement peu intense). Un grand nombre de raies de N II se trouvent parmi les plus intenses. Le spectre de N II semble émis par excitation électronique directe, car l'identification des raies de N III n'est pas possible et la recombinaison $N^{++} + e \to N^+$ est peu probable.

7. SPECTRE DE O I. — Le spectre de O I semble bien caractérisé par les multiplets 6 156-6 158 Å (très intense) et 5 329-5 330 Å ainsi que par 6 453-6 456 Å blend avec N_2 (1 P) et 4 968 Å faible. Toutefois, il est étonnant qu'on n'observe pas la raie 4 368 Å qui est généralement très intense et correspond à la transition $3^3P \to 3^3S^0$. On n'observe pas non plus les multiplets 6 046 Å ($6^3S^0 \to 3^3P$) et 5 958 Å ($5\ {}^3D^0 \to 3\ {}^3P$) mais leur observation peut être gênée par les bandes de N_2(1 P). L'absence de transitions entre termes triplets semblerait indiquer que l'émission de O I n'est pas due à l'excitation directe par les électrons, le niveau fondamental de O I étant le niveau triplet $2\,p^3P$.

8. SPECTRE DE O II. — Le spectre de O II est bien caractérisé malgré un grand nombre de coïncidences avec les bandes de N_2^+ et N_2 (2 P). On remarque l'absence de quelques transitions entre termes quadruplets. 4 072-4 076 Å ($3d^4F \to 3p^4D^0$), 4119 Å ($3d^4D \to 3p\ {}^4P^0$). Cependant, il est difficile de conclure par suite d'un trop grand nombre de recouvrements.

9. RAIES NON IDENTIFIÉES. — De nombreuses raies ne sont pas identifiées, certaines sont aussi intenses que les plus fortes raies de N II et O I : 4 205,0-4 466,2-4 545,5-4 566,5-4 577,0-4 584,0-4 609,8-4 765,0 Å (très intense); 4 806,2-4 880,2 Å (intense); 5151,9 Å (très intense); 5 706,1 Å.

Certaines de ces raies peuvent être identifiées avec des raies du spectre de l'étincelle dans l'air, mais leur forte intensité est tout à fait inattendue.

10. CONCLUSION. — Ces divers résultats peuvent s'expliquer par l'existence d'une structure dans la décharge avec séparation des charges + et — et confirment, dans une certaine mesure, l'hypothèse émise dans une Note précédente (1).

(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) M. SKOWRONEK, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1808.
(2) L. HERMAN et R. HERMAN, *Publications de l'Observatoire de Lyon*, 5, nº 4, 1947.

(*Laboratoire des Échanges Thermiques et Laboratoire des Hautes Tensions, C. N. R. S., Bellevue.*)

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Étude de pyrosulfites et de pyrosélénites par spectrographie d'absorption infrarouge.* Note (*) de Mlle **Claude Rocchiccioli**, présentée par M. Jean Lecomte.

Les ions $S_2O_5^{--}$ et $Se_2O_5^{--}$ ont une structure spatiale de symétrie C_{2v}, avec pont S—O—S, ou Se—O—Se. Nous avons décomposé le groupement $X_2O_5 (X = S, Se)$ en deux groupements XO_2 et un groupement X—O—X, et identifié les vibrations de valence et de déformation de XO_2 et X—O—X.

Nous avons étudié, par spectrographie d'absorption infrarouge, les pyrosulfites de sodium et de potassium, et les pyrosélénites de sodium, baryum et calcium.

A. *Pyrosulfites.* — Les résultats donnés par les rayons X ne sont pas concordants. W. H. Zachariasen [1] et O. Stelling [2] adoptent, le premier une formule avec liaison S—S, le second avec pont S—O—S. D'après A. Simon, K. Waldmann et E. Steger [3] (diffusion Raman et absorption infrarouge), on doit, conformément à Stelling, considérer comme seule valable la formule avec pont S—O—S; ces mêmes auteurs affirment de plus que $S_2O_5^{--}$ a une structure spatiale de symétrie C_{2v}. Leur position est étayée par les arguments suivants : il n'y a qu'une seule raie très forte dans la région de hautes fréquences (pour toutes les autres formes moléculaires on peut en attendre davantage); l'hypothèse d'un pont S—O—S entraîne une plus grande stabilité; or, parmi les sulfites, le pyrosulfite constitue la forme la plus stable; en outre, $S_2O_5^{--}$ se décompose dans l'eau en ions HSO_3^-, ce qui est plus conforme avec une structure à pont S—O—S, qu'avec une configuration à liaison S—S (il faudrait alors s'attendre à une autre décomposition, par exemple $HSO_4^- + HSO_2^-$). Simon et coll. (dont les résultats, en cm^{-1}, sont consignés dans le tableau suivant) font les attributions : la raie Raman intense de 1052 cm^{-1} correspond (comme la bande faible 1062 cm^{-1} en absorption) à la vibration de valence symétrique de S—O, de classe A_1; les raies 1089 et 1193 cm^{-1} (faibles) représentent les vibrations symétriques de valence S—O, de classes B_1 et B_2 (1087 et 1178 cm^{-1} en absorption); la raie faible 966 cm^{-1} (forte en absorption à 977 cm^{-1}) est considérée comme une vibration de valence antisymétrique de la chaîne S—O—S; la raie 655 cm^{-1} forte en diffusion (651 cm^{-1} faible en absorption) représente la vibration de valence symétrique de la chaîne S—O—S; et la raie 423 cm^{-1} est, soit une vibration de déformation de S—O, soit une vibration de la chaîne S—O—S.

De notre côté, nous formons aussi l'hypothèse de la structure $O_2S—O—SO_2$, de symétrie C_{2v}, les atomes n'étant pas tous dans le même plan. On doit s'attendre à quinze vibrations, dont douze actives en absorption. En première approximation, on peut décomposer le groupement S_2O_5 en trois groupements triatomiques angulaires : un groupe-

ment S—O—S et deux groupements SO_2. Les forces de liaisons entre S et O ne sont pas les mêmes dans les deux cas, et, par suite, les bandes d'absorption correspondantes seront différentes. Les trois vibrations de chacun des groupements SO_2, couplées en phase et en opposition de phase, donnent naissance à six vibrations distinctes. Le groupement S—O—S vibre de trois façons différentes. On tient compte, en plus, des trois rotations des groupements SO_2 (rotations qui ne conduiraient à aucune bande, si les groupements étaient isolés), couplées en phase et en opposition de phase. Nous obtenons bien ainsi quinze vibrations [*voir* ([4])].

$Na_2S_2O_5$ solide.		$K_2S_2O_5$ solide.			$S_2O_5^{--}$ solutions.
IR (*).	R (**).	IR (*)	IR (**).	R (**).	R (**).
457 (F)	-	443 (F)	-	-	423 (7)
512 (m)	-	512 (m)	-	-	471 (00)
521 (m)	-	518 (m)	-	-	506 (2)
551 (f)	-	562 (F)	-	-	552 (1)
618 (F)	659 (6)	616 (F)	651 (m)	652 (5)	620 (6)
629 (F)	694 (00)	629 (F)	-	-	655 (6)
999 (m)	977 (0)	978 (F)	978 (F)	970 (1/2)	966 (0)
1061 (F)	1065 (5)	1061 (m)	1062 (m)	1060 (5)	1052 (8)
1123 (F)	1090 (00)	1086 (F)	1087 (F)	1088 (1)	1089 (1)
1146 (F)	-	1178 (F)	1178 (tF)	1122 (00)	-
1187 (tf)	1175 (1/2)	-	1192 (F)?	1177 (0)	1193 (0)
1233 (m)	1201 (1/2)	1242 (f)	-	-	-
1266 (m)	-	-	-	-	-

IR, infrarouge; R, Raman; (*), mesures personnelles; (**), mesures de Simon.

Nous observons une grande analogie entre les spectres des pyrosulfites de sodium et de potassium, surtout dans la région de basses fréquences. Nous pensons que la bande de 457 cm^{-1} correspond à une vibration de déformation de SO_2, et non à une vibration de déformation de S—O—S. En effet, la vibration de déformation de P—O—P a été trouvée à 350 cm^{-1} par J. Lecomte et coll. ([4]); S et P étant très voisins comme poids atomiques, on peut penser que la vibration de déformation de S—O—S doit aussi se trouver vers 350 cm^{-1} (on observe d'ailleurs dans le spectre Raman une raie faible à 372 cm^{-1}). Les bandes 618-629 cm^{-1} représentent la vibration de valence symétrique de S—O—S (vraisemblable, car il leur correspond une raie forte en diffusion) et la bande 999 cm^{-1} la vibration antisymétrique de valence S—O—S. La bande 1061 cm^{-1} a son correspondant en diffusion à 1052 cm^{-1}; cette raie est très forte et doit donc représenter une vibration symétrique; il est par suite vraisemblable d'attribuer la bande 1061 cm^{-1} à la vibration de valence symétrique de SO_2. Les deux bandes 1123 et 1146 cm^{-1} pour le sel de sodium, et 1086 et 1178 cm^{-1} pour le sel de potassium, correspondent aux vibrations de valence antisymétriques de SO_2 (dédoublements dus aux couplages). Les faibles bandes vers 1200 cm^{-1} sont peut-être des harmoniques de la vibration 618-629 cm^{-1}. Il est possible

que les autres bandes (512-521-551 cm^{-1}) représentent les rotations de SO_2, mais toute attribution plus précise paraît prématurée.

B. *Pyrosélénites.* — Au cours de la préparation de sélénites, il apparaît trois corps répondant aux formules $Na_2Se_2O_5$, $BaSe_2O_5$ et $CaSe_2O_5.2H_2O$. Nous avons déshydraté ce dernier et effectué les spectres d'absorption infrarouge entre 300 et 4 000 cm^{-1}.

$Na_2Se_2O_5$: 304 (m), 373 (f), 407 (m), 463 (F), 543 (F), 569 (F), 856 (F), 877 (F), 890 (F) cm^{-1}.

$BaSe_2O_5$: 312 (F), 327 (F), 381 (F), 391 (F), 417 (m), 510 (F), 538 (F), 574 (F), 784 (F), 792 (F), 816 (F), 830 (F), 858 (m), 863 (m) cm^{-1}.

$CaSe_2O_5$: 323 (f), 357 (m), 374 (m), 417 (m), 441 (m), 532 (F), 582 (F), 766 (f), 797 (F), 819 (F), 860 (f), 893 (F), 913 (F) cm^{-1}.

$CaSe_2O_5.2H_2O$: 324 (m), 330 (m), 391 (f), 417 (f), 460 (F), 637 (m), 780 (f), 808 (F), 830 (F), 866 (F), 1240 (m), 1278 (m), 1660 (F), 2320 (m), 2700 (m), 3160 (m), 3320 (m), 3500 (m) cm^{-1}.

On remarque que le sel de calcium hydraté peut être mis à part : on décèle dans son spectre des bandes dues à des groupements OH liés (2 320, 2 700, 1240 et 1278 cm^{-1}) et des bandes dues à l'eau de cristallisation (3 320 et 1660 cm^{-1}). Il est peut-être préférable d'écrire sa formule : $Ca[Se_2O_4(OH)_2].H_2O$, en admettant, ce qui est grossièrement en accord avec l'expérience thermogravimétrique, que la moitié de l'eau soit dissimulée.

Considérons maintenant les trois sels anhydres. Nous ferons, comme pour les pyrosulfites, l'hypothèse de la structure spatiale $O_2Se—O—SeO_2$ (symétrie C_{2v}, pont Se—O—Se). Nous décomposons le groupement Se_2O_5 en trois groupements triatomiques angulaires : deux groupements SeO_2 et un groupement Se—O—Se. La vibration de déformation de la chaîne Se—O—Se est caractérisée par une fréquence assez basse; elle correspond peut-être à une bande vers 300 cm^{-1}. Nous observons, vers 360-380 cm^{-1}, des bandes qui représentent les vibrations de déformation de SeO_2. Celles qui sont situées entre 800 et 900 cm^{-1} doivent s'attribuer aux vibrations symétriques et antisymétriques de valence de SeO_2.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) W. H. ZACHARIASEN, *Phys. Rev.*, 40, 1932, p. 113, 923.

(2) O. STELLING, *Dissert. Lund.*, 1927.

(3) A. SIMON, K. WALDMANN et E. STEGER, *Z. anorg. Chem.*, 288, 1956, p. 131.

(4) J. LECOMTE, A. BOULLÉ, C. MORIN et J. MORANDAT, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2681.

(*École Nationale Supérieure de Chimie, Paris.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Propriétés de l'état fondamental des noyaux déformés.* Note (*) de Mlle **Christiane de Laet**, transmise par M. Frans van den Dungen.

Les résultats de Gottfried concernant la stabilité des déformations sphéroïdales sont confirmés. Les résultats de Geilikman ne semblent pas applicables à l'état fondamental des noyaux pair-pairs.

L'étude des déformations d'ordre deux faite par Gottfried [1], a montré que les déviations par rapport à la symétrie axiale restaient très petites en ce qui concerne les états fondamentaux des noyaux pair-pairs.

D'autre part, l'étude des niveaux de rotation d'un noyau sans symétrie axiale entreprise par Marty [2], a été poursuivie par Davydov et Filippov [3]. Les données expérimentales qu'ils comparent à leurs formules théoriques semblent indiquer que de nombreux noyaux que nous supposons quasi sphériques seraient en réalité déformés de manière appréciable et sans symétrie axiale. Geilikman [4] et Zaikin [5], ont cherché à donner un fondement dynamique à de telles déformations permanentes. C'est plus précisément le premier de ces deux travaux qui sera examiné ici.

L'énergie de déformation et le paramètre de déformation axiale à l'équilibre, dérivés par Geilikman sont, en suivant ses notations,

$$\Delta E = -\frac{1}{8C_n}\left\{3\left[\sum_1^m (n_{xs}-n_{ys})\right]^2+\left[\sum_s (N-3n_{zs})\right]^2\right\}\hbar\omega_0$$

et

$$\operatorname{tg}\gamma=\sqrt{3}\,\frac{\sum_1^m n_{xs}-n_{ys}}{\sum_1^m (N-3n_{zs})},$$

où la $\sum_s$ est relative aux nucléons en dehors d'une couche fermée et C_n concerne le cœur.

Les configurations les plus basses sont réalisées pour les nucléons extérieurs dont les nombres quantiques sont

Pour 2 nucléons extérieurs :

$$n_z=n,\qquad n_x=0,\qquad n_y=0;$$

pour 4 nucléons extérieurs :

$$n_z=n-1,\qquad n_x=1,\qquad n_y=0;$$

pour 6 nucléons extérieurs :

$$n_z=n-2,\qquad n_x=2,\qquad n_y=0$$

or, pour 6 nucléons il existe une configuration plus basse correspondant à

$$n_z = n - 1, \qquad n_x = 0, \qquad n_y = 1,$$

en accord avec Gottfried. Nous ne pouvons déduire une asymétrie axiale du noyau à partir du modèle défini par Geilikman. Il est douteux en effet que dans un noyau déformé de manière appréciable, on puisse séparer les nucléons du cœur des nucléons extérieurs, en particulier pour déterminer la déformation. Le traitement de Geilikman détermine la déformation du cœur et non de l'ensemble, ce qui est certainement approché si le nombre des nucléons « extérieurs » est grand. Il néglige donc l'interaction entre les nucléons extérieurs. A cette approximation, il est inutile de faire un calcul de perturbation du second ordre en les paramètres. Nous avons trouvé que dans le cadre des hypothèses de Geilikman, la suite des configurations adoptée n'était pas celle des énergies les plus basses.

Davydov et Filippov ([6]), estiment que les résultats de Geilikman et Zaikin pourraient être sujets à caution par le fait que leurs hamiltoniens ne tiennent pas compte de l'interaction spin-orbite. Cette dernière interaction ne joue cependant pas un rôle prépondérant dans le cas des noyaux sphéroïdaux, nous avons calculé les corrections à apporter aux résultats de Rakavy ([7]), dans la région $18 \leq A \leq 26$, elles sont petites. D'autre part, on peut montrer que les éléments de matrice de $\bar{s}(\bar{v} \wedge \text{grad}\, V)$ dans le cas d'un potentiel ellipsoïdal sans symétrie axiale sont, eux aussi, petits et ne perturbent que peu la succession des états. Il semble plutôt que les résultats de Geilikman concernent certains niveaux excités des noyaux qu'il considère. On a découvert récemment dans des noyaux pair-pairs, très déformés, des états excités dont le nombre quantique K n'est pas pur ([8]); si ces niveaux se révélaient d'origine intrinsèque, ils pourraient être dus aux configurations choisies par Geilikman.

Nous avons traité le problème des noyaux ellipsoïdaux asymétriques, dans la représentation de Nilsson ([9]), de l'appendice A, en introduisant un terme de spin-orbite. Nous obtenons

$$\begin{aligned} H_{\text{total}} &= \frac{3}{4} \hbar \sum_{1}^{A} (\omega_x H_x + \omega_y H_y + \omega_z H_z) \\ &= \frac{3}{4} \hbar \omega(\varepsilon \gamma) \sum_{1}^{A} \left\{ H_0 + \varepsilon H_\varepsilon + \gamma H_\gamma + C \bar{l}_t \bar{s}_t - \frac{1}{3} \gamma C (x' \partial_{y'} + y' \partial_{x'}) \right\}. \end{aligned}$$

Dans la représentation $|n_x\rangle |n_y\rangle |n_z\rangle$ l'énergie de déformation à l'équilibre s'écrit

$$E_{\min} = -\frac{3}{16} \frac{1}{\sum_{1}^{A} \left(N + \frac{3}{2} \right)} \left\{ \left[\sum_{1}^{m} (N - 3 n_{zs}) \right]^2 + 3 \left[\sum_{1}^{m} (n_{xs} - n_{ys}) \right]^2 \right\} \hbar \omega_0$$

et

$$\varepsilon_{\text{éq}} = \frac{\sum_{1}^{m} (\mathrm{N} - 3n_{zs})}{\sum_{1}^{\mathrm{A}} \left(\mathrm{N} + \frac{3}{2}\right)}, \qquad \eta_{\text{ép}} = \frac{\sum_{1}^{m} (n_{xs} - n_{ys})}{\sum_{1}^{\mathrm{A}} \left(\mathrm{N} + \frac{3}{2}\right)}.$$

L'énergie de déformation est identique à celle obtenue par Geilikman si l'on fait $\mathrm{C}_n = (3/2)\sum_{1}^{\mathrm{A}} (\mathrm{N} + 3/2)$. Le paramètre η de déformation axiale doit être comparé à $\operatorname{tg}\gamma = \sqrt{3}\left[\sum_{1}^{m}(n_{xs} - n_{ys}) \Big/ \sum_{1}^{m}(\mathrm{N} - 3n_{zs})\right]$ pour lequel la symétrie cylindrique implique $\gamma = 0$ ou $\pi/3$. La symétrie axiale est réalisée pour les mêmes configurations de η et γ et en dehors η est toujours inférieur à γ. Notre calcul est une approximation de celui de Gottfried, puisque nous avons limité la série en ε et η aux termes en ε^2 et η^2.

Nous confirmons les résultats de Gottfried pour une symétrie axiale des noyaux dans l'état fondamental. La contribution des termes de spin-orbite n'apparaît qu'au second ordre du calcul des perturbations; pour un cas particulier étudié, il ne modifie pas les résultats acquis.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) K. GOTTFRIED, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1017.
(2) C. MARTY, *Nucl. Phys.*, 1, 1956, p. 85.
(3) A. S. DAVYDOV et G. FILIPPOV, *Nucl. Phys.*, 8, 1958, p. 237.
(4) B. T. GEILIKMAN, *J. E. T. P.*, 35, 1958, p. 989.
(5) D. A. ZAIKIN, *J. E. T. P.*, 35, 1958, p. 529.
(6) A. S. DAVYDOV et G. FILIPPOV, *Nucl. Phys.*, 10, 1959, p. 654.
(7) G. RAKAVY, *Nucl. Phys.*, 4, 1957, p. 375.
(8) GREGERS, HANSEN, NIELSEN et SHELINE, *Nucl. Phys.*, 12, 1959, p. 389.
(9) S. G. NILSSON, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 29, n° 16, 1955.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude de l'entraînement de la fréquence et de l'amplitude des oscillations d'un autooscillateur du type Maser à écoulement liquide.* Note de M. **Claude Fric**, présentée par M. Louis de Broglie.

On désaccorde de façon connue et périodique le circuit oscillant du Maser et l'on enregistre l'entraînement correspondant de la fréquence d'émission. On montre l'influence du débit sur la largeur de raie. La plage d'accrochage est notable et atteint 1,7 kHz (0,4 gauss) à 29,6 MHz (7 000 gauss).

1. Le dispositif de mesure (*fig.* 1). — Le circuit du Maser a été décrit dans la référence [1]. Toutefois ici, on a substitué à la modulation de fréquence par condensateur vibrant un dispositif exempt de microphonie utilisant une diode à capacité variable sous l'influence d'une tension de polarisation $U = u_0 + v(t)$.

a. Mesure de la fréquence. — Les variations de la fréquence sont enregistrées automatiquement par le système décrit dans [2] qui permet de déceler des variations comprises entre 0 et ± 150 Hz sur une fréquence voisine de 30 MHz. La précision de la mesure est de ± 1 Hz.

b. Étude de tension d'oscillation en fonction de la fréquence d'émission. — La tension d'oscillation détectée après amplification est envoyée sur l'entrée verticale d'un oscillographe. L'étude de la tension d'oscillation en fonction de la surtension a déjà été publiée [3].

2. Fonctionnement du Maser. — L'adaptation des calculs de C. H. Townes et coll. [4] pour le Maser à ammoniac permet de retrouver les résultats apportés par I. Solomon [5] et H. Benoit [6] par des voies différentes, soit :

a. Limite d'oscillation :

$$Q > Q_l = \frac{1}{2\eta\pi\gamma M_0 T_2}. \tag{1}$$

b. Fréquence d'oscillation :

$$f = F + \frac{Q}{Q + Q_n}(F - f_c). \tag{2}$$

c. La plage d'accrochage, désaccord maximal du circuit qui entraîne la cessation des oscillations ($E = 0$) :

$$\Delta f_m = 2(F - f_c) = f_c \frac{Q + Q_n}{QQ_n}\sqrt{\frac{Q}{Q_l} - 1}. \tag{3}$$

d. L'amplitude H_1 du champ radiofréquence tournant ($H_x = 2H_1 \cos\omega t$) :

$$H_1^2 = \frac{1}{\gamma^2 T_1 T_2}\left(\frac{Q}{Q_l} - 1\right)\left[1 - \left(\frac{\Delta f_c}{\Delta f_m}\right)^2\right]$$

et comme la tension d'oscillation est proportionnelle à H_1, on a la loi elliptique :

$$\frac{E^2}{E_0^2} + \frac{\Delta f_c^2}{\Delta f_m^2} = 1. \tag{4}$$

avec les notations : Q, coefficient de surtension artificielle de la bobine du Maser; $Q_n = T_2\Omega/2$, coefficient de surtension nucléaire; T_2 défini par $\gamma\Delta H T_2 = 1$; ΔH, demi-largeur à mi-hauteur de la raie d'émission

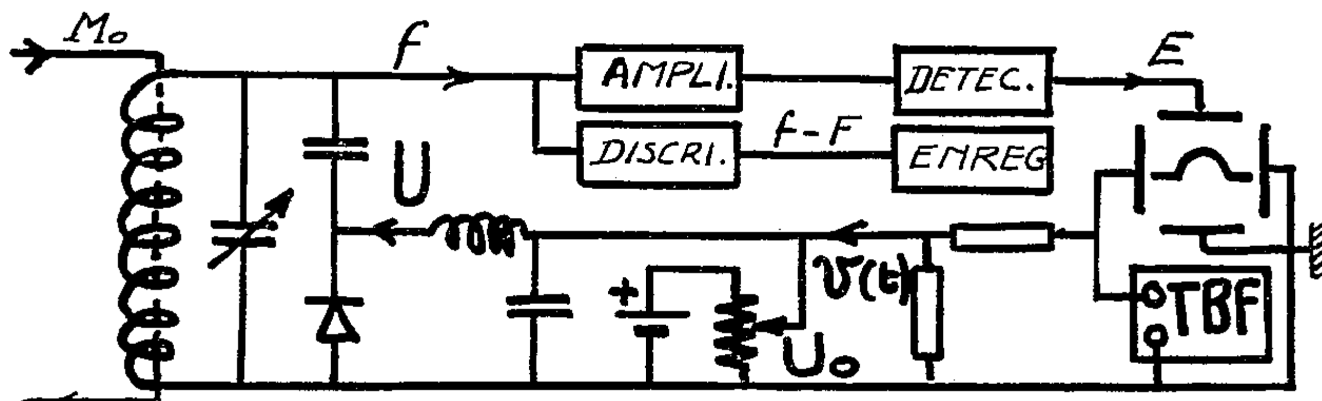


Fig. 1. — Schéma du circuit de la bobine du Maser et du dispositif de mesure.

$M_0 = \chi_0 H$, polarisation macroscopique magnétique des spins nucléaires; $\Omega = 2\pi F = \gamma H$, vitesse angulaire des spins nucléaires; $\omega = 2\pi f$; f, fréquence de l'émission; $\omega_c = 2\pi f_c$, f_c, fréquence d'accord du circuit oscillant.

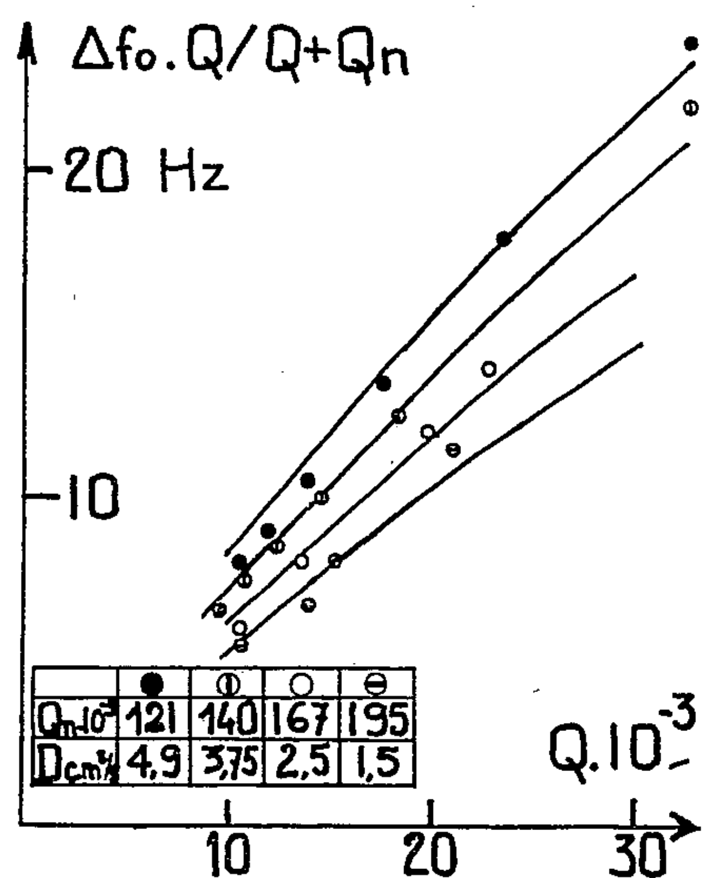


Fig. 2.

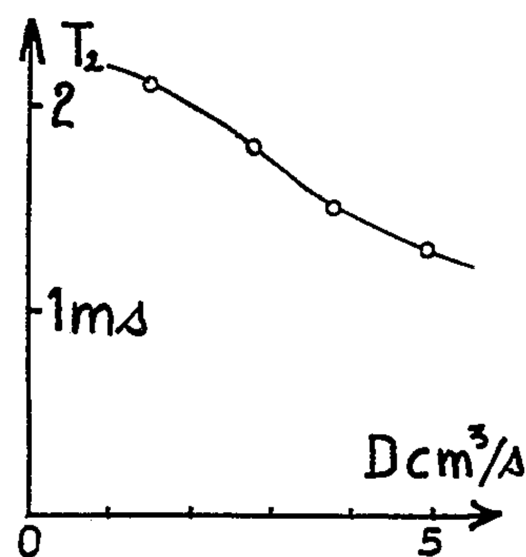


Fig. 3.

Fig. 2. — Étude de l'entraînement de fréquence.
Les courbes théoriques correspondent aux valeurs de Q_n figurant dans le cartouche.

Fig. 3. — Variations du T_2 déduites de l'entraînement en fonction du débit.

3. Étude expérimentale. — Nous avons cherché à vérifier les formules (2), (3), (4) en prenant pour Q et Q_l les valeurs expérimentales.

a. Entraînement. Mesure de T_2. — A l'aide d'un générateur très basse fréquence nous varions la fréquence f_c au voisinage de l'accord ($4\pi^2 L_0 C_0 f_c^2 = 1$) suivant la loi $f_c = F + \Delta f_c \sin 2\pi t/T$ avec $\Delta f_c = 110$ Hz et $T = 5$ s et nous enregistrons directement $\Delta f = f - F$. Les points expérimentaux donnant Δf en fonction de Q ont été comparés à leur expression théorique (2), ce qui permet de déterminer empiriquement une valeur de Q_n assurant la meilleure concordance. En opérant ainsi pour divers débits on obtient le réseau de la figure 2. Cette valeur de Q_n permet de déduire

le T_2 (*fig.* 3) que nous n'avions pu mesurer directement à l'autodyne car celui-ci fonctionne à un niveau trop élevé pour les raies fines.

b. Plage d'accrochage. — Ici $f_c = F + \Delta f_c \sin 2\pi t/T$ avec $\Delta f_c = 1{,}25$ kHz, $T = 20$ s. Nous donnons (*fig.* 4) les courbes expérimentales et théoriques avec la valeur de T_2 mesurée au paragraphe précédent. A débit constant la plage d'accrochage passe par un maximum pour $q' = Q/Q_l = (b - \sqrt{b^2 - 8b})/2$ si $b = Q_n/Q_l > 8$. Les courbes expérimentales présentent bien un maximum

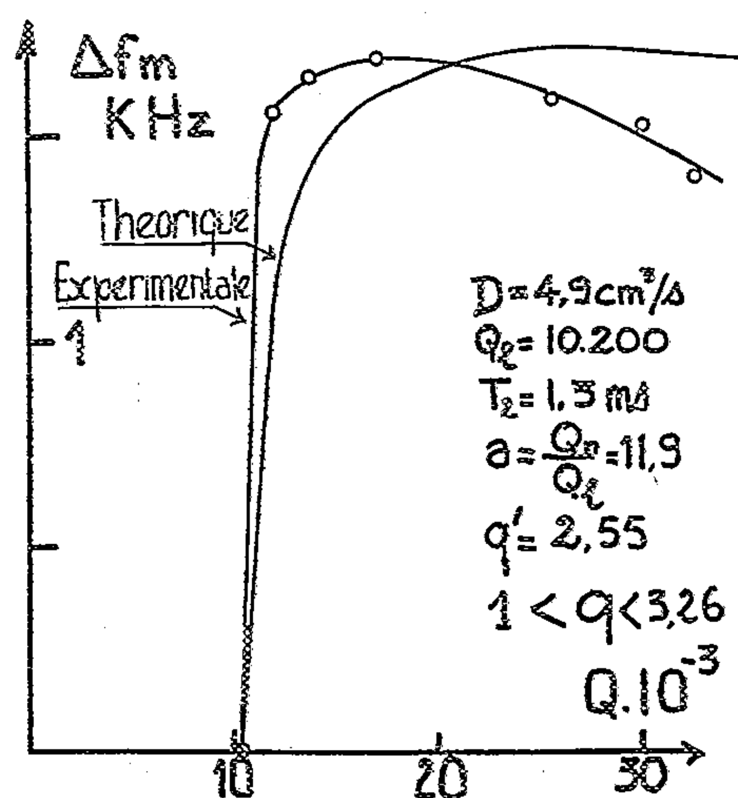


Fig. 4.

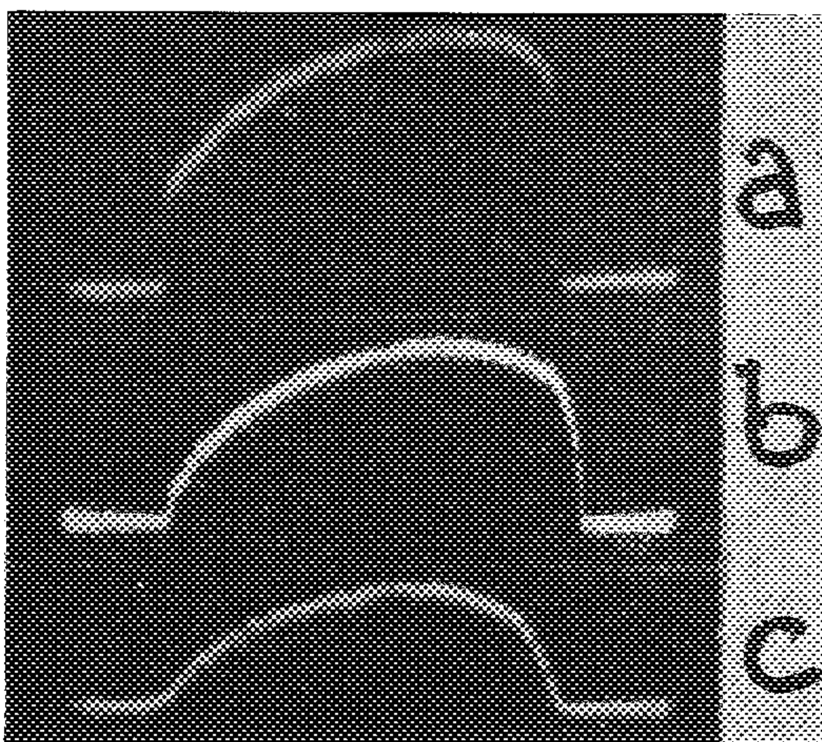


Fig. 5.

Fig. 4. — Largeur de la plage d'accrochage.

Fig. 5. — Amplitude E de la tension d'oscillation en fonction du désaccord du circuit. Largeur du balayage, 2,5 kHz. *a*. Q = 25 800, E_{max} = 235 mV ; *b*. Q = 18 500, E_{max} = 170 mV; *c*. Q = 13 300, E_{max} = 115 mV.

comme prévu. Il existe une difficulté dans la mesure, pour les valeurs de Q élevées, car le Maser présente un retard à l'accrochage comme on le voit sur la photographie (*fig.* 5 *a*).

c. Tension d'oscillation. — Nous voyons sur les photographies de la figure 5 que la tension E suit une loi qui s'écarte assez sensiblement de celle prévue (4) sans doute pour les mêmes raisons qu'en *b*.

5. Conclusions. — La détermination de l'entraînement permet la mesure précise du T_2 en présence de l'écoulement liquide. La précision de la mesure correspond à une erreur inférieure à 2 %. Les lois régissant la plage d'accrochage et la tension d'oscillation, en fonction du désaccord à Q constant sont moins bien vérifiées, ce qui est peut-être dû à une vitesse non uniforme des filets liquides.

(1) C. Fric, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 80.
(2) H. Hahn, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1149.
(3) H. Benoit et C. Fric, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 537.
(4) Gordon, Zieger et Townes, *Phys. Rev. U. S. A.*, 1955, p. 1265.
(5) I. Solomon, *Séminaire R. M. N., E. N. S.*, Paris, 24 novembre 1956.
(6) H. Benoit, *J. Phys. Rad.*, 1960, mai (à paraître).

(*Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité de la Sorbonne*, B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses*.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'association des éthanols chlorés par formation de liaisons hydrogène.* Note (*) de M. JEAN CANTACUZÈNE, présentée par M. Paul Pascal.

Par des mesures spectroscopiques on précise numériquement l'augmentation d'acidité des alcools sous l'influence du chlore et la diminution de leur basicité. Ce dernier phénomène l'emporte dans l'association, comme le montre l'étude cryoscopique, qui permet une mesure des constantes d'association.

On connaît un grand nombre d'observations relatives à l'association des alcools aliphatiques [1], [2]. L'influence des substitutions chlorées dans la série CH_3CH_2OH, CH_2ClCH_2OH, $CHCl_2CH_2OH$, CCl_3CH_2OH n'avait pas été examinée. L'association par ponts d'hydrogène fait intervenir à la fois la mobilité protonique et la basicité de l'oxygène dans l'hydroxyle. On sait que la substitution chlorée augmente la première, puisqu'on a pu mesurer le pK_a du trichloroéthanol [3]. On peut penser qu'elle entrave la seconde, les deux variations pouvant s'interpréter par l'effet induit.

1. L'acidité a été étudiée grâce aux liaisons hydrogène formées avec la cyclopentanone. L'existence d'une complexation alcool-cétone se manifeste nettement dans la position de la bande du carbonyle voisine de 300 mμ. On peut repérer qualitativement l'effet par le déplacement hypsochrome, lorsque les différents alcools sont utilisés comme solvants de la cyclopentanone (tableau). L'étude de l'équilibre peut être précisée par l'addition d'alcool ($C \leq 0{,}35$ mole/l) à des solutions diluées de cyclopentanone ($C \leq 0{,}1$ mole/l) dans le cyclohexane. Un point isobestique apparaît à 298 mμ, quel que soit du reste l'alcool complexant et traduit donc l'équilibre entre deux chromophores. La bande d'absorption dans le cyclohexane de la cyclopentanone possède une structure fine particulièrement frappante [4] et l'on a choisi le maximum secondaire à 323,5 mμ de la cétone libre [5] pour déterminer la constante d'équilibre $K_a = [\text{Complexe}]/[\text{Alcool}][\text{Cétone}]$. Les formes complexées n'absorbent en effet pratiquement pas à cette longueur d'onde. Ainsi l'augmentation de l'acidité, sous l'influence des chlores, est bien mise en évidence par l'augmentation de la valeur de K_a (tableau).

La précision sur K_a s'améliore lorsque le nombre de chlores augmente, car la stabilité des complexes avec la cyclopentanone croît et l'importance des phénomènes parasites diminue (*voir* § 3). Ainsi la précision sur K_a est très médiocre pour l'éthanol et seule la technique infrarouge est assez précise pour cet exemple [9].

Cet effet d'exaltation de l'acidité pour les alcools chlorés, s'il était seul, accentuerait leur association.

2. La basicité de l'oxygène alcoolique a été également étudiée, de façon au moins qualitative, au moyen des spectres d'absorption. Un même acide de Lewis, l'iode élémentaire, a été opposé aux différents alcools

utilisés comme solvants ($C_{I_2} \sim 10^{-4}$ mole/l). Il n'a pas été possible de déterminer, avec la précision nécessaire pour pouvoir effectuer une comparaison, les constantes d'équilibre des complexes iode-alcool chloré, tant ces complexes sont labiles; la stabilité du complexe avec l'éthanol est déjà très faible : $K = 0{,}4$ l/mole [6]. Il est important que les solvants soient anhydres et que les mesures soient faites rapidement [7]. La bande d'absorption à 524 mμ dans le cyclohexane subit par l'éthanol un déplacement vers 449 mμ. La substitution chlorée ramène successivement l'absorption à 470, 490, puis 500 mμ pour l'éthanol trichloré, ce qui indique clairement la diminution de basicité de l'oxygène. L'étude par la résonance magnétique nucléaire du proton du chloroforme dissous dans ces mêmes alcools permet d'exprimer la même conclusion [8].

Cet effet de diminution de la basicité pour les alcools chlorés, s'il était seul, diminuerait leur association. On ne peut donc prévoir si l'augmentation d'acidité de l'hydrogène l'emportera ou non sur la diminution de basicité de l'oxygène.

3. L'étude directe de l'association indique que c'est l'effet de basicité qui l'emporte, et que l'association des alcools est entravée par la présence d'halogène en α de $-CH_2OH$. L'étude a été faite au moyen de la cryoscopie dans le cyclohexane. On a fait varier la concentration C_0 en alcool de 0,02 à 0,25 mole/l. Dans une représentation graphique, on peut tracer l'abaissement cryoscopique réduit $\delta\theta = \Delta\theta/K$ (abaissement mesuré divisé par la constante cryoscopique) en fonction de C_0. La courbe obtenue est tangente à l'origine à la droite de pente 1 et s'éloigne d'elle vers l'axe des concentrations. Celle de l'éthanol s'incurve nettement pour $C_0 > 0{,}03$. Les alcools monochloré et dichloré se rapprochent de la droite $\delta\theta = C_0$ dans l'ordre prévu et sont donc plus faiblement associés. L'alcool trichloré donne des résultats inattendus; l'abaissement est anormalement faible, simulant une forte association. Une mesure tonométrique a confirmé la faiblesse réelle de cette association, comme pour l'alcool dichloré. L'étude du spectre infrarouge [9] étaye ce point de vue. L'anomalie cryoscopique semble due à une syncristallisation avec le cyclohexane.

On peut préciser numériquement ces résultats en supposant l'existence d'une constante K_2 pour la formation de molécules doubles d'alcool et d'une constante K_n pour l'addition d'une $n^{\text{ième}}$ molécule à l'édifice de $(n-1)$ molécules, K_n étant indépendant de n à partir de $n = 3$ suivant une hypothèse déjà émise [10]. Une méthode graphique permet alors une détermination assez précise de

$$K_n = \frac{[(R-CH_2OH)_n]}{[R-CH_2OH][(R-CH_2OH)_{n-1}]} \qquad \text{(tableau).}$$

On obtient en effet la relation $K_n\delta\theta + \sqrt{K_2}\,(2\delta\theta - C_0)/\sqrt{C_0 - \delta\theta} = 1$. Le tracé de la grandeur expérimentale variable $(2\delta\theta - C_0)/\sqrt{C_0 - \delta\theta}$ en fonction de $\delta\theta$ fournit une droite. On vérifie ainsi la validité de l'hypo-

thèse émise, et l'on obtient les valeurs numériques de $1/K_n$ et $1/\sqrt{K_2}$ par intersection avec les axes. La relation précédente indique d'autre part que lorsque $C_0 = 2\delta\theta$, on a $\delta\theta = 1/K_n$. La valeur de $2/K_n$ apparaît donc comme étant numériquement égale à la concentration analytique C_0 (moles/litre) d'alcool pour laquelle le degré d'association moyen d. p. est égal à 2 : $2/K_n = (C_0)_{d.p.=2}$.

Les valeurs calculables de K_2 ne sont qu'assez grossièrement définies, mais elles sont très nettement inférieures à celles de K_n, en accord avec les mesures ([10]), ([11]) et les calculs ([12]) antérieurs. Pour des alcools non halogénés, des déterminations antérieures avaient été faites tant par cryoscopie ([1]) que par spectrophotométrie infrarouge ([10]). Ainsi pour l'éthanol, des mesures analogues ont été faites par cryoscopie dans le cyclohexane ([1]) et la valeur K = 25 a été indiquée en supposant toutes les constantes identiques entre elles; cette valeur est du même ordre de grandeur que notre valeur $K_n = 18$.

	Acidité (spectre cétone).		Basicité (spectre iode).		Association.
	λ_{max} (mμ).	K_a (l/mole) à 22 °C.	ν (cm⁻¹).	Δν	K_n (l/mole) à 6 °C
Cyclohexane	300	-	19 080	0	-
CH_3CH_2OH.....	288	0,9 ± 0,3	22 260	3 180	18 ± 2
CH_2ClCH_2OH...	285,5	2,7 ± 0,5	21 280	2 200	11 ± 1
$CHCl_2CH_2OH$...	284	4,5 ± 0,5	20 400	1 320	9,8 ± 1
CCl_3CH_2OH....	281,5	6,5 ± 0,5	20 000	920	-
H_2O...........	280	-	21 750	2 670	-

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) K. L. Wolf et coll., *Z. Phys. Chem.*, B, 46, 1940, p. 287.
([2]) P. Rumpf, *Bull. Soc. Chim.*, 1948, p. 213.
([3]) Haszeldine, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 1757.
([4]) A. Kirrmann et J. Cantacuzène, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1968.
([5]) Kumler et Huitric, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 3369.
([6]) de Maine, *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 1192.
([7]) de Maine, *J. Chem. Phys.*, 28, 1958, p. 1002.
([8]) J. Cantacuzène, M. Martin et coll., *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1474.
([9]) Mlle M. L. Josien et coll., *Comptes rendus*, 1960 (à paraître).
([10]) Coggeshall et Saier, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 5414.
([11]) D. Bono, *Thèse d'État*, Paris, Masson, Paris, 1956.
([12]) Lassettre, *Chem. Rev.*, 20, 1937, p. 259.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure*, 24, *rue Lhomond, Paris.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet de pH sur le rendement en chlore dans les solutions de chlorure de potassium soumis aux ultrasons.* Note (*) de M. **Henri Gueguen**, présentée par M. Paul Pascal.

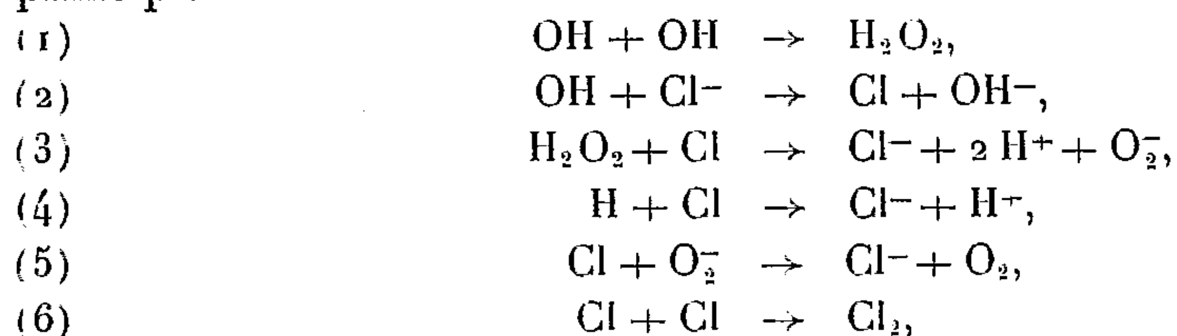
La formation d'eau oxygénée et le rendement en chlore dans les solutions neutres de chlorure de potassium soumises aux ultrasons (U. S.) ont été étudiés récemment [1]. Les résultats obtenus sur les mêmes solutions de pH $\simeq$ 1,5, exposées au rayonnement ultrasonore respectivement en présence d'oxygène et d'argon, montrent essentiellement que le radical peroxyde HO_2 et le radical ion H_2^+ jouent un rôle important dès que la concentration en chlorure de potassium dépasse M/5.

Les solutions sont préparées par dissolution du chlorure pur cristallisé (Prolabo) dans l'eau bidistillée. Le pH initial des solutions de concentration variant de M/1000 à 3 M, a été amené à 1,5 par addition d'acide sulfurique. Elles ont été ensuite soumises aux U. S. sous atmosphère soit d'oxygène, soit d'argon. Les détails expérimentaux du traitement ultrasonores ont déjà été donnés [1].

Les courbes I et II indiquent les résultats obtenus en micromoles dans 100 ml pour une durée de traitement de 30 mn, dans des conditions de température, de volume, et de puissance acoustique toutes identiques. On peut remarquer que

1° pour les concentrations en ClK : $C > M/5$ le rendement en chlore est plus important que dans les solutions neutres;

2° en présence d'oxygène ce rendement ne baisse en aucun cas lorsque C augmente, mais peut devenir environ 52 fois plus grand que dans les solutions neutres. Dans ce dernier cas, les réactions à considérer étaient principalement :



(1) $OH + OH \rightarrow H_2O_2,$

(2) $OH + Cl^- \rightarrow Cl + OH^-,$

(3) $H_2O_2 + Cl \rightarrow Cl^- + 2H^+ + O_2^-,$

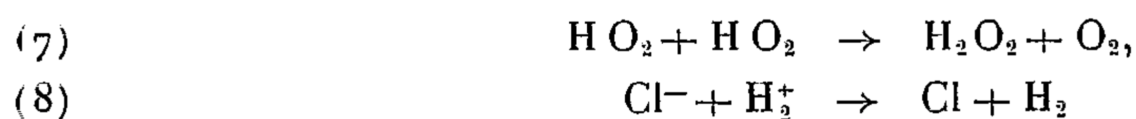
(4) $H + Cl \rightarrow Cl^- + H^+,$

(5) $Cl + O_2^- \rightarrow Cl^- + O_2,$

(6) $Cl + Cl \rightarrow Cl_2,$

la réaction (4) étant cependant peu importante dans la zone de concentration $0 < C < M/20$. La production finale de chlore correspondait aux proportions des réactions (2), (3), (4), (5) et (6).

La comparaison des rendements en chlore et en eau oxygénée dans les solutions neutres d'une part et dans les solutions de pH voisin de 1,5 d'autre part, laisse supposer, pourvu que $C > M/5$, l'intervention du radical ion H_2^+ et, en présence d'oxygène, du radical HO_2.



(7) $HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2,$

(8) $Cl^- + H_2^+ \rightarrow Cl + H_2$

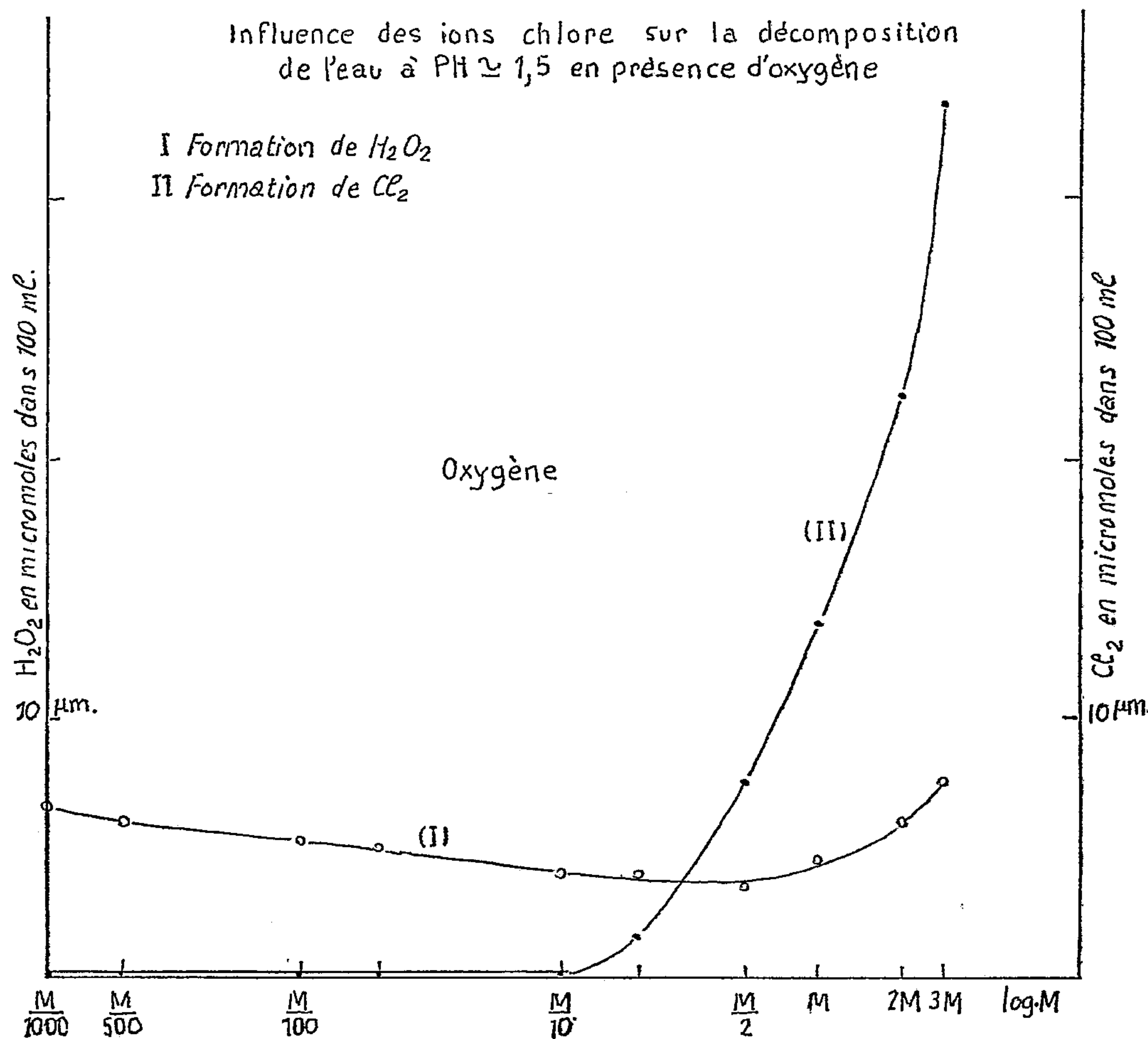


Fig. 1.

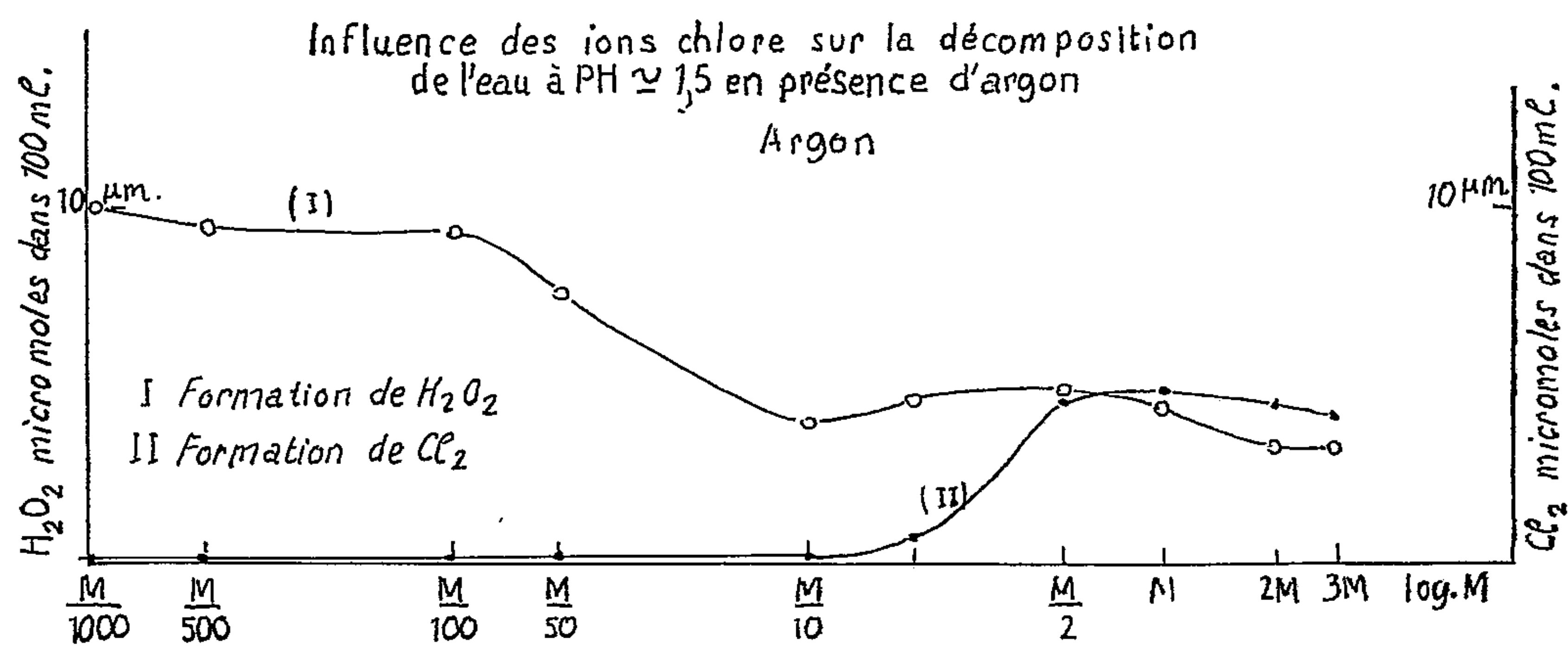
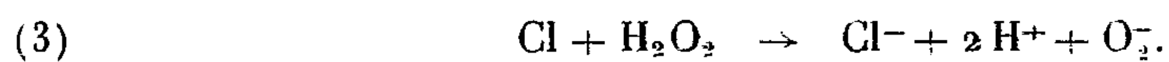


Fig. 2.

et c'est la réaction (8) qui serait responsable en présence d'argon du rendement accru en chlore, malgré l'effet compétitif de la réaction

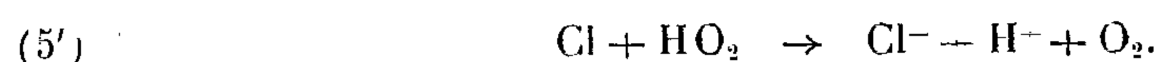


(3) $$Cl + H_2O_2 \rightarrow Cl^- + 2H^+ + O_2^-.$$

Toutefois, pour apprécier l'importance de la réaction (3) il faut prendre en considération le fait que la concentration en H_2O_2 n'est pas la même dans le volume réactionnel qui entoure la cavité et dans la masse du liquide. Le sort chimique des radicaux Cl sera donc différent suivant qu'ils sont dus à une oxydation par les radicaux OH, concentrés autour de la cavité, ou par les radicaux ions H_2^+ dont la répartition est plus homogène.

On est ainsi amené à supposer implicitement que dans les solutions de concentration $C > M/5$, les transformations d'état de la molécule d'eau, dans le champ électrique de la cavité, conduisent à la formation de l'hydrogène atomique [1]. Il faut cependant noter que l'intervention en milieu acide de l'ion radical H_2^- est controversée [2]. Toutefois les résultats publiés récemment [3] sur l'oxydation de l'ion I^- par l'hydrogène atomique, en solutions aqueuses de différents pH, sont en faveur de cette hypothèse.

Dans les solutions acides, la réaction (5), en présence d'oxygène, serait remplacée [4] par la réaction (5')



$$(5') \qquad Cl + HO_2 \rightarrow Cl^- - H^- + O_2.$$

En conséquence, la production considérable de radicaux Cl ne peut être attribuée, en présence d'oxygène, à la seule intervention des ions H_2^-. Sans préjuger encore du rôle effectif de l'acide sulfurique introduit dans les solutions de chlorure de potassium pour amener le pH de 6,5 à 1,5, on doit prendre en considération les réactions suivant lesquelles le radical OH et l'oxygène atomique seraient consommés par SO_4H^-, pour former des peroxydes sulfuriques, qui seraient parmi les promoteurs des effets observés dans les solutions concentrées de chlorure de potassium.

On remarque par ailleurs qu'aux faibles concentrations (donc en l'absence d'oxygène ou d'hydrogène atomiques), la production d'eau oxygénée et de chlore se trouve diminuée dans les solutions de chlorure de potassium contenant le radical ion SO_4H^-.

(*) Séance du 21 mars 1960.

[1] H. GUEGUEN, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 7, 1959, p. 1254; *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2188.

[2] M. LEFORT, *Chimie des radiations en solutions aqueuses*, Masson, Paris, 1955, p. 138 et 139; *Les radiations nucléaires P. U.*, 1959, p. 103 et 104.

[3] CZAPSKI, JORTNER et STEIN, *J. of Phys. Chem.*, 63, 1959, p. 1769.

[4] KOULKES, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2510.

(*Laboratoire de Chimie C de la Sorbonne.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Le choix de l'histamine pour les fluorènes cancérigènes.* Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

On observe dans l'ultraviolet, l'affinité sélective de l'histamine pour les fluorènes cancérigènes. L'effet batochrome net varie dans l'ordre de l'activité croissante des substances et la complexion de l'histamine s'intensifie dans le même sens.

Le caractère cancérigène de certains fluorènes est établi par d'importants travaux biologiques [(1) à (5)]. Les substances font l'objet d'une étude physicochimique sous les deux aspects précédemment exposés.

1° *Fixation de l'histamine* (Hi), Hi étant un substrat cellulaire neuro-hormonal dont l'action sur la croissance de différenciation paraît déterminante.

2° *Sensibilité du lien rattachant l'imidazole au pyrrole en phase aqueuse,* sensibilité qui retentit vraisemblablement sur la synthèse de l'hémoglobine et qui peut expliquer l'anoxie des tissus cancéreux.

La Note actuelle expose le premier aspect de la question.

L'étude s'étend aux fluorènes suivants :

2-*Acétylaminofluorène*, substance très cancérigène (A. A. F. ++++);

2-*Aminofluorène*, substance assez cancérigène (A. F. ++);

Fluorène, substance non cancérigène (F—);

2-*Nitrofluorène*, substance non cancérigène (NF—).

L'étude est précédée par l'examen spectral des substances dans les solvants suivants : éthanol, éther, hexane, chloroforme. Or les valeurs de l'absorption sont du même ordre lorsque des quantités équivalentes de substances sont dissoutes dans un milieu donné. La position non uniforme des bandes, traduit cependant une réactivité plus ou moins grande des différents milieux.

	AAF	AF	F	NF
SOLV. I	0,50	0,50	0,50	0,35
SOLV. II	0,42	0,50	0,35	0,42
SOLV. III	0,35	0,35	0,40	0,30
SOLV. IV	0,86	0,90	0,85	0,85

Tableau 1. — Valeurs maximales de la densité optique. Solution 0 à 1.10^{-3} % de substance dans différents milieux. *Solv.* 1 : Éthanol. *Solv.* 2 : Éther. *Solv.* 3 : Hexane. *Solv.* 4 : Chloroforme. Épaisseur traversée : 0,5 cm.

Il sera donc permis de conclure à une affinité spéciale d'une substance, pour un milieu d'étude lorsque la substance introduite dans ce milieu

accusera un effet bathochrome et une densité optique particulièrement saillants.

Les spectres des substances dans un milieu déterminé sont toujours pris par rapport à ce même milieu.

Pour mettre en évidence la complexion de Hi par les substances en phase aqueuse, on compare au spectre d'une solution aqueuse saturée de substance, le spectre de solutions titrées de Hi, également saturées de substances dans les mêmes conditions de température et de temps (8 jours à 37°).

Toutes les substances se dissolvent dans l'eau, faiblement et inégalement.

Les taux varient de 1.10^{-4} % à $2,4.10^{-3}$ %.

AAF	AF	F	NF
0,4	1,2	0,1	0,04

Tableau 2. — Valeurs maximales de la densité optique.
Solutions aqueuses saturées de substances. Épaisseur traversée : e = 0,5 cm.

Toutes les substances sont solubilisées par Hi, mais on observe que Hi ne déplace pas sensiblement les bandes des corps inactifs quand elle déplace les bandes des corps actifs. Le déplacement se fait vers le visible et s'accroît à la fois, lorsque l'amine se concentre, et lorsque le caractère cancérigène s'accuse.

	AAF	AF	F	NF
EAU	2760 Å	2810 Å	2620 Å 2990 Å	3370 Å
HI 2M	2820 Å	2850 Å	2620 Å 2990 Å	3370 Å
HI 5M	2880 Å	2860 Å	2640 Å 3000 Å	NON MESURABLE

Tableau 3. — Longueur d'onde des maximums d'absorption.
Solutions aqueuses et solutions aqueuses de Hi, saturées de substances.

Il est intéressant de comparer la densité optique des deux fluorènes actifs dans leurs solutions histaminiques, mais en prenant pour unité la densité optique de chaque fluorène dans sa solution aqueuse.

L'intensité de la réaction s'accuse ici encore, avec la concentration de l'amine et avec l'activité de la substance.

L'affinité particulière de Hi, pour les substances cancérigènes des différents types : Polybenzènes (même s'écartant de la relation générale de Pullmann), Stilbènes et azoïques (6), (7), (8) s'étend à la famille des fluorènes.

	AAF	AF
EAU	1	1
HI 2 M	40	25
HI 5 M	312	125

Tableau 4. — Valeurs maximales relatives de la densité optique.
Solutions aqueuses de Hi saturées de substances. Épaisseur traversée : $e = 0,1$ cm.

(1) B. B. WESTFALL, *J. Nat. Canc. Inst.*, 6, 1945, p. 23.
(2) R. H. WILSON et F. DE EDS, *Fed. Proc.*, 5, n° 11, 1946, p. 213.
(3) F. BIELSCHOWSKY, *Brit. Med. Bull.*, 47, n° 4, 1946, p. 382.
(4) J. O. LAWS, PH. MABILLE, R. ROYER et G. RUDALI, *Bull. Ass. Fr. pour l'étude du cancer*, 39, 1952, p. 450.
(5) EM. FARBER, *Canc. Res.*, 16, 1956, p. 142.
(6) S. HATEM, *Chimia*, 13, n° 5, 1959, p. 158.
(7) C. CHAMPY et S. HATEM, *Chimia*, 13, n° 5, 1959, p. 160.
(8) S. HATEM, *Chimia*, 14, n° 2, 1960, p. 59.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de la précipitation des impuretés renconirées sous la forme de traces dans le béryllium.* Note (*) de MM. **Pierre Pointu**, **Lucien Espagno**, **Pierre Azou** et **Paul Bastien**, présentée par M. Albert Portevin.

Nous avons mis en évidence par radiocristallographie, mesures de résistivité, micrographie et examen à la microsonde électronique, des précipitations d'impuretés (en particulier des éléments de transition). L'un des précipités étudiés présente une relation d'orientation avec la matrice.

Nous avons étudié les échantillons de béryllium de deux provenances A et B. Nous avons préparé des monocristaux du métal A et ceux de B nous ont été fournis par le Docteur Kaufmann [1]. Leurs analyses respectives sont les suivantes :

TABLEAU I.

	Impuretés (%).			Impuretés (%).	
	Métal A.	Métal B.		Métal A.	Métal B.
BeO..........	0,440	0,350	Mg...........	0,003	0,014
C.............	0,025	0,070	Mn...........	0,001	0,015
Al............	0,010	0,220	Ni............	0,002	0,035
Cr............	0,003	0,020	Si............	0,002	0,210
Cu...........	0,001	0,005	Be dif.........	99,49	98,89
Fe............	0,025	0,110			

La méthode du cristal tournant en rayonnement monochromatique, focalisé [2], met en évidence sur métal A, un précipité désordonné, cubique à faces centrées, de paramètre $a_1 = 5{,}35$ Å, qui semble se placer dans la série des composés de type MBe_5 [3], non solubilisé à 1170° C. Sur métal B, nous retrouvons les anneaux de ce précipité et des taches qui permettent d'identifier un précipité ordonné, également de la série MBe_5 (c. f. c. type $AuBe_5$), de paramètre $a_2 = 6{,}07$ Å [4].

Le tableau II présente les composés MBe_5 connus et la déformation de la maille du béryllium dans le cas de la relation d'orientation indiquée ci-après. L'incohérence avec la matrice du premier précipité est sans doute due à un fort cisaillement selon l'axe *c*.

TABLEAU II.

	Différence			
Composé.	avec *c*.	avec *a*.	V (%).	Structure.
$AuBe_5$...........	— 1,9	+11,7	+21,4	Ordonnée et désordonnée
1er précipité......	— 2,2	+ 8,3	+14	Ordonnée et un peu désordonnée
$PdBe_5$...........	— 3,6	+ 6,8	+10	Ordonnée et désordonnée
$PtBe_5$............	— 3,6	+ 6,0	+ 8,5	-
$FeBe_5$............	— 5,3	+ 5,0	+ 5	Désordonnée seulement
$CoBe_5$...........	— 5,8	+ 4,3	+ 2,8	-
2e précipité.......	—14	+ 4	—22	Désordonnée

Sur la projection stéréographique, obtenue par une suite d'oscillations d'amplitude 5°, tous les 5°, l'un des pôles (111) du précipité est en coïncidence avec (0001). Les trois autres pôles (111) sont dans des directions correspondant aux zones $(11\bar{2}\,x)$, tandis que certains pôles de type $(1\bar{1}0)$ sont en coïncidence avec $(10\bar{1}0)$. En réalité, on observe deux systèmes de cubes décalés de 60° autour de l'axe sénaire (0001) de la maille hexagonale du béryllium.

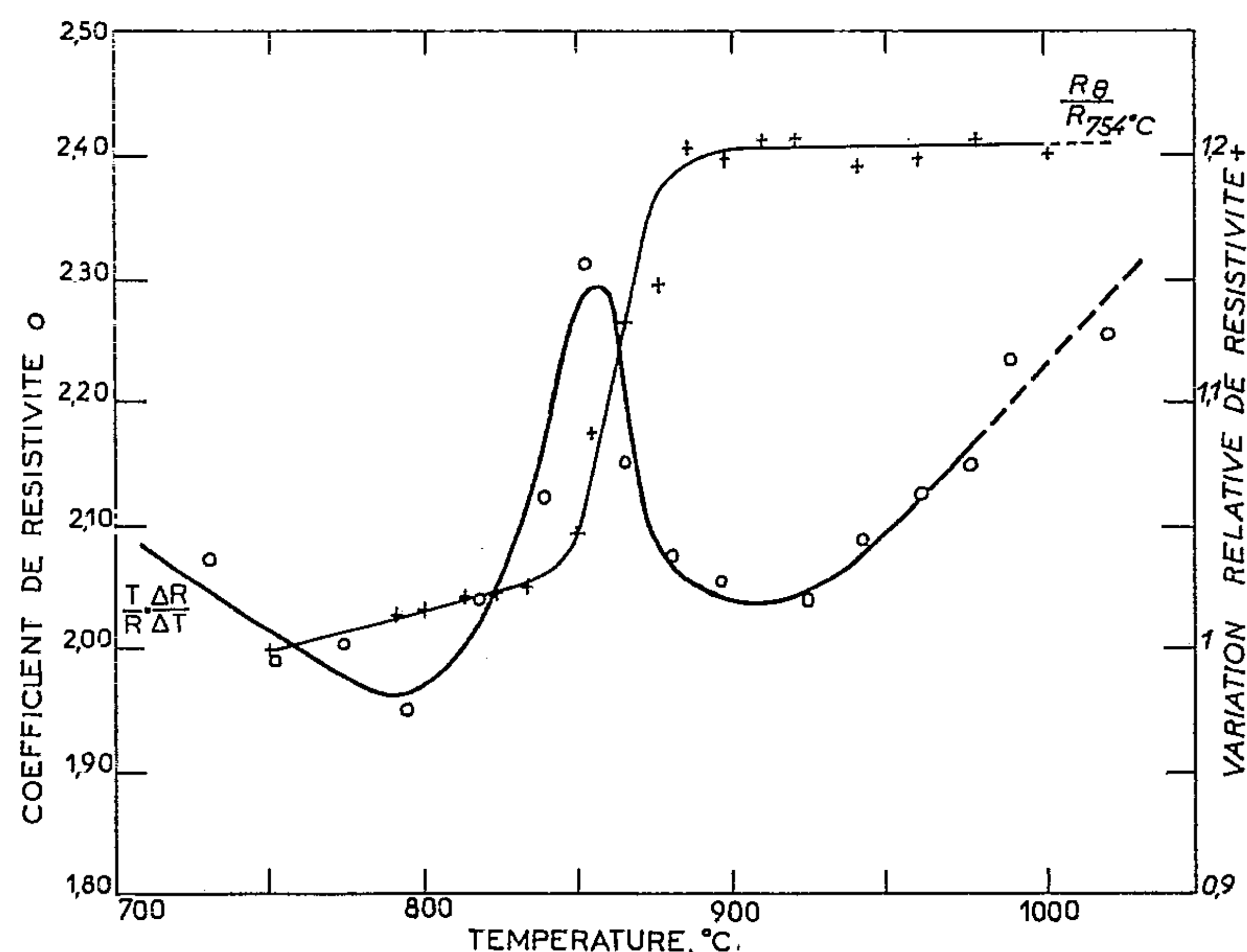


Fig. 1. — Variations du coefficient de résistivité, mesuré en fonction de la température (o) et variations relatives de la résistance mesurée à l'ambiante, après trempes à différentes températures (+).

L'étude de ce deuxième précipité, sur du métal polycristallin B, montre que des traitements de quelques dizaines d'heures à 500° C, de quelques heures à 650° C et de quelques dizaines de minutes à 750° C donnent des résultats équivalents, quelle que soit la vitesse de refroidissement. Par chauffage, les raies disparaissent entre 850 et 870° C.

Les mesures de résistance électrique mettent en évidence un point singulier vers 850° C. En raison de la variation de la résistivité en fonction de la température, nous avons porté sur la figure 1 la variation de la fonction $(T/R).(\Delta R/\Delta T)$ ainsi que les variations relatives de la résistance mesurée cette fois à l'ambiante après trempes à différentes températures (*fig.* 1).

Nous attribuons les singularités des deux courbes à la mise en solution du précipité de paramètre $a_2 = 6{,}07$ Å, d'autant plus que les courbes de résistivité de A ne présentent pas de tels points singuliers.

Une attaque micrographique appropriée suivant le plan de base (0001) de la maille hexagonale d'un échantillon monocristallin de B montre l'existence d'une structure cellulaire et de bâtonnets parallèles ou perpendiculaires à la surface, ainsi que de lignes à direction définie souvent enche-

vêtrées (*fig.* 2). Les alignements noirs coïncident avec la trace des plans de face $(10\bar{1}0)$ de la maille hexagonale; on remarque des îlots noirs centraux. Les analyses à la microsonde de Castaing font correspondre à ces structures les formules MBe_{12} et MBe_5, où M représente les éléments de transition : Fe, Ni, Cr, Mn, plusieurs de ces éléments se trouvant dans la même structure (5).

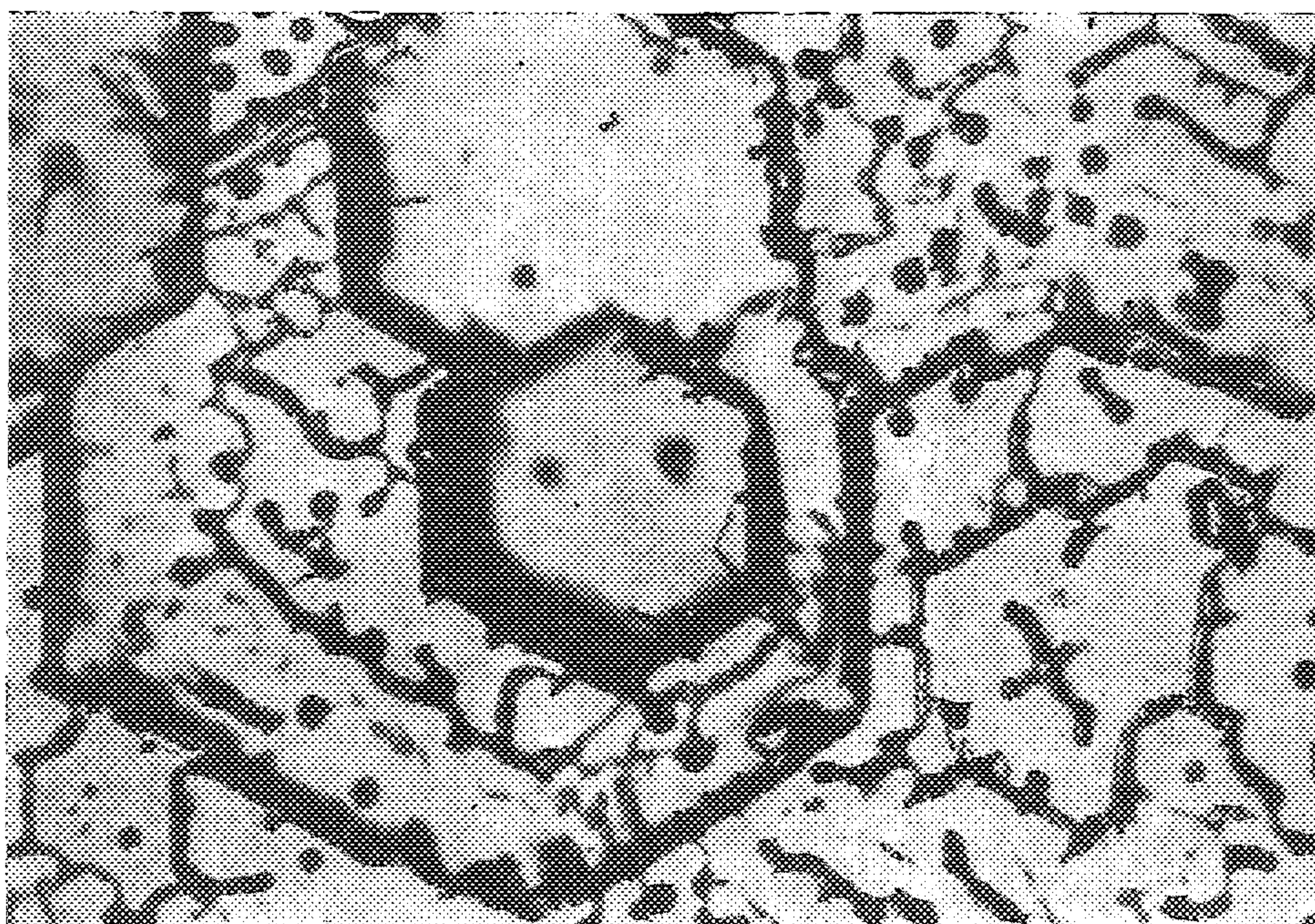


Fig. 2. — Béryllium B (G × 450).

Les phénomènes de précipitation semblent influer sur la capacité de déformation du béryllium dans la zone de faible ductilité entre 400 et 850° C : par exemple un traitement de 150°/h à 750° fait passer l'allongement de rupture à 550° C de 14 à 20 %.

Il faut signaler enfin que les précipités cubiques à faces centrées décrits plus haut peuvent rendre compte des résultats de diffraction neutronique et des taches de diffraction de rayons X, qui avaient conduit certains auteurs à suggérer l'existence de phases β du béryllium (7), (8), (9).

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) L. TUER et A. KAUFMANN, *The Metal Beryllium A. S. M.*, 1955.
(2) A. GUINIER, *Ann. Phys.*, 12, 1939, p. 161.
(3) F. RAENDALE, *Acta Crist.*, 11, 1958, p. 122.
(4) A. MISCH, *Metallwirtschaft*, 14, 1935, p. 897.
(5) Analyse effectuée par M. Beyeler et Y. Adda, M. C. A., C. E. N., Saclay.
(6) G. WIKLE et W. BEAVER, *N. Y. O.*, 1114, 15 juillet 1952.
(7) G. JEAGER et J. ZANSTRA, *Proc. Amst. Acad.*, 36, 1953, p. 636.
(8) I. KOSOLAPOV et R. TRAPEZNIKOV, *J. E. T. P.* (S. S. S. R.), 6, 1956, p. 1163.
(9) HAY, PATTENDEN et EGELSTOFF, *Acta Crist.*, 11, 1958, p. 228.

(*Centre de Recherches de Physique des Métaux de l'École Centrale des Arts et Manufactures.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Un critère d'amorce de rupture fragile dans les métaux réputés ductiles.* Note (*) de Mme RÉGINA PANKOWSKI-FERN, MM. GEORGES A. HOMÈS et JEAN-CLAUDE BAUWENS, transmise par M. Frans Van den Dungen.

Les auteurs proposent un nouveau critère d'amorce de rupture fragile dans les métaux ductiles basé sur la simultanéité de deux conditions : $\tau_{max} \geqq \tau^* = (R_e/2)$ et $|\overline{grad}\,\tau_{max}| \geqq C$. Ils suggèrent en outre un mécanisme cristallographique d'une telle amorce. Des preuves expérimentales sont présentées.

Nous proposons un nouveau critère d'amorce de rupture fragile dans les métaux dits « ductiles » :

Il existe un danger d'amorce d'une telle rupture *au voisinage de l'endroit* où les deux conditions simultanées suivantes sont remplies :

$$\tau_{max} \geqq \tau^* = \frac{R_e}{2} \quad \text{(Guest)}, \tag{1}$$

$$|\overline{grad}\,\tau_{max}| \geqq C; \tag{2}$$

τ_{max} étant la tension tangentielle maximale;
τ^* un seuil de cette grandeur, lié à la nature et à l'état du métal;
R_e la limite élastique en traction simple;
C une constante qui dépend de la nature du métal, de son état structural, de la température, du mode de sollicitation (unique et lente, unique et brusque, répétée, etc.).

Considérons un métal quasi isotrope et « ductile », c'est-à-dire dont les cristaux possèdent un nombre suffisant de systèmes de glissement (condition de von Mises). Cela n'exclut pas que, dans certaines circonstances ce même métal puisse se rompre par rupture fragile.

D'après le critère de Guest, la déformation plastique s'amorce à l'endroit où τ_{max} dépasse la valeur critique τ^*. Son mécanisme à l'échelle atomique est le fonctionnement des sources de Frank et Read qui engendrent des anneaux de dislocations.

Stroh [1] propose un mécanisme de rupture fragile des métaux, lié au fonctionnement très intense d'un nombre limité de sources qui produisent de grands empilements de dislocations coins aux frontières de grains, quand elles y sont arrêtées. Il a montré que de tels empilements engendrent des tensions normales dans certaines directions. Si un cristal voisin présente un plan de clivage orthogonal à une de ces directions, un clivage s'y produit dès que la tension normale y excède la valeur critique de clivage.

Stroh admet que des empilements aussi grands peuvent se former quand les sources de dislocations sont ancrées par les impuretés.

Nous nous proposons de montrer qu'un gradient important de la tension tangentielle maximale peut agir de la même manière que l'ancrage des dislocations par les impuretés.

Supposons qu'en un point d'une pièce métallique, soumise à une charge croissante, τ_{max} atteigne la valeur τ^* et qu'il existe à cet endroit un gradient de τ_{max} assez important pour qu'en un point voisin τ_{max} soit faible. La déformation qui peut alors s'amorcer au point où τ_{max} est suffisant ne peut pas

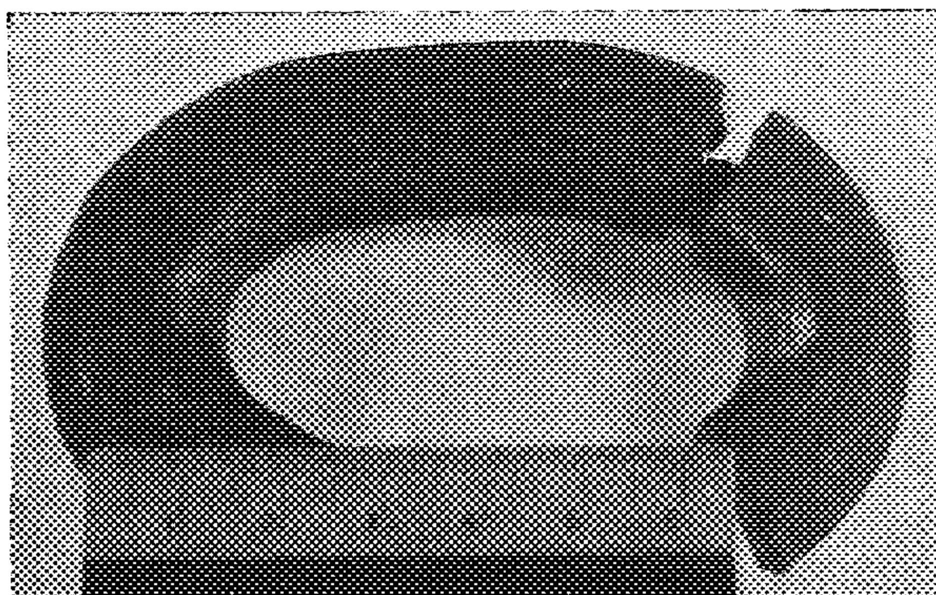


Fig. 1. — Maille d'une chaîne de levage en fer puddlé, rompue fragilement lors d'un accident.

être transmise à la zone voisine. Les sources qui fonctionnent au point où τ^* est dépassée produisent de plus en plus de dislocations. Celles-ci sont arrêtées aux limites de grains se trouvant dans la zone où τ_{max} est localement faible.

La tension tangentielle τ' créée par l'empilement s'ajoute localement

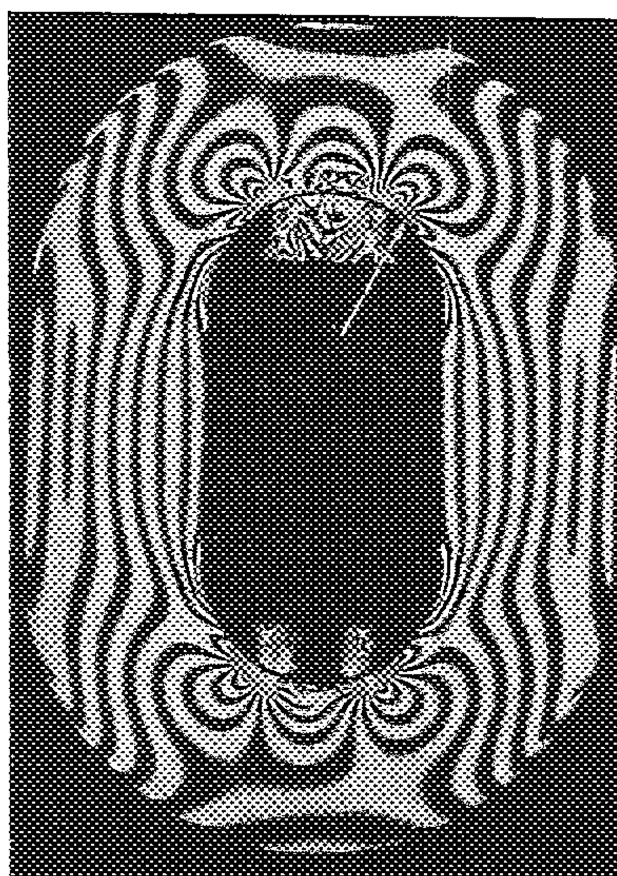


Fig. 2. — Modèle plan d'une maille de chaîne de levage exécuté en « trolon », soumis à un essais de photoélasticité en lumière monochromatique. On observe le réseau d'isochromes. Le gradient important de tensions tangentielles maximales se situe sur le contour intérieur entre l'extrémité de la zone de contact de la maille voisine et la partie droite de la maille étudiée. La flèche indique la zone dangereuse ($\tau_{max} = 0$). La zone comprimée se situe au-dessus, la zone tirée en dessous.

à la tension appliquée τ_{max}, mais la somme $(\tau' + \tau_{max})$ n'atteint pas τ^* avant que la tension de clivage d'un de ces grains soit atteinte.

Un gradient important de tensions tangentielles paralyse donc le glissement, aussi bien que des impuretés.

Il est à remarquer que la rupture ne se produira pas au point même où les deux conditions citées plus haut sont remplies mais bien au voisinage de ce point, là où la tension tangentielle est plus basse.

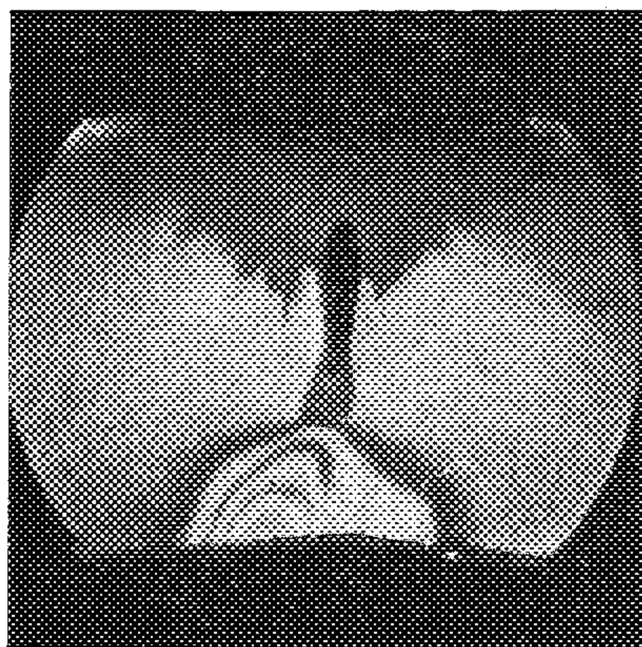


Fig. 3.

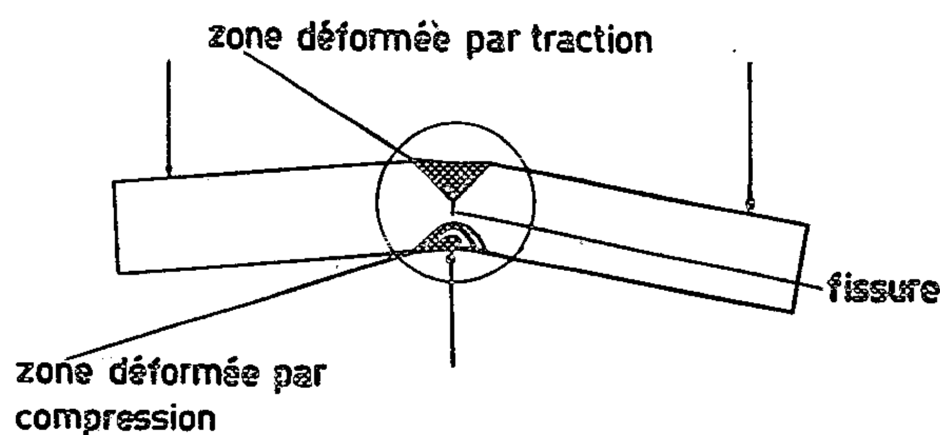


Fig. 4.

Fig. 3. — Coupe d'une éprouvette en chlorure de polyvinyle sollicitée en flexion avec un rayon de courbure très petit selon schéma de la figure 4. On observe la fissure (en noir) qui s'est amorcée au voisinage de la fibre neutre.

Fig. 4. — Schéma de sollicitation de l'éprouvette de la figure 3.

On saisit encore mieux l'influence d'un gradient important, dans le cas où celui-ci résulte par exemple d'une transition brusque entre une zone soumise à la traction et une autre soumise à la compression parallèle. La matière, au voisinage des tensions tangentielles nulles, est sollicitée de part et d'autre par des cisaillements de même direction et de sens opposé. La déformation plastique de cette matière est rendue impossible. Cette zone constitue un obstacle aux dislocations venant buter de part et d'autre sur ses frontières. C'est donc au voisinage de cette zone que le clivage va s'amorcer.

A titre d'application pratique nous citerons le cas de la rupture fragile d'une maille de chaîne de levage en fer puddlé (*fig.* 1 et 2). L'effet d'entaille en est un autre exemple.

Nous avons des raisons de penser que le critère est valable pour des matériaux autres que les métaux par exemple le chlorure de polyvinyle. L'amorce interne de rupture dans une éprouvette sollicitée en flexion est représentée sur les figures 3 et 4. Dans ce cas le mécanisme atomique diffère vraisemblablement quelque peu.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) A. N. Stroh, *Advances in Phys.*, 6, 1957, p. 418-465.

CHIMIE QUANTIQUE. — *Structures électroniques de quelques dérivés de la purine.* Note (*) de M. **José Ignacio Fernández-Alonso** et Mlle **Rosario Domingo Sebastián**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans nos recherches sur l'application des méthodes quantiques à l'étude des substances qui présentent de l'intérêt biochimique et de celles qui sont actuellement employées dans la chimiothérapie des cancers et des leucémies, nous avons calculé, entre autres, les structures électroniques des dérivés de la purine suivants : hydroxypurine (forme énolique, I; formes cétoniques, II et III), 6-fluoropurine (IV), 6-chloropurine (V), 6-amino-2-hydroxypurine (isoguanine) (forme énolique, VI; formes cétoniques, VII et VIII) et 6-méthylaminopurine (IX).

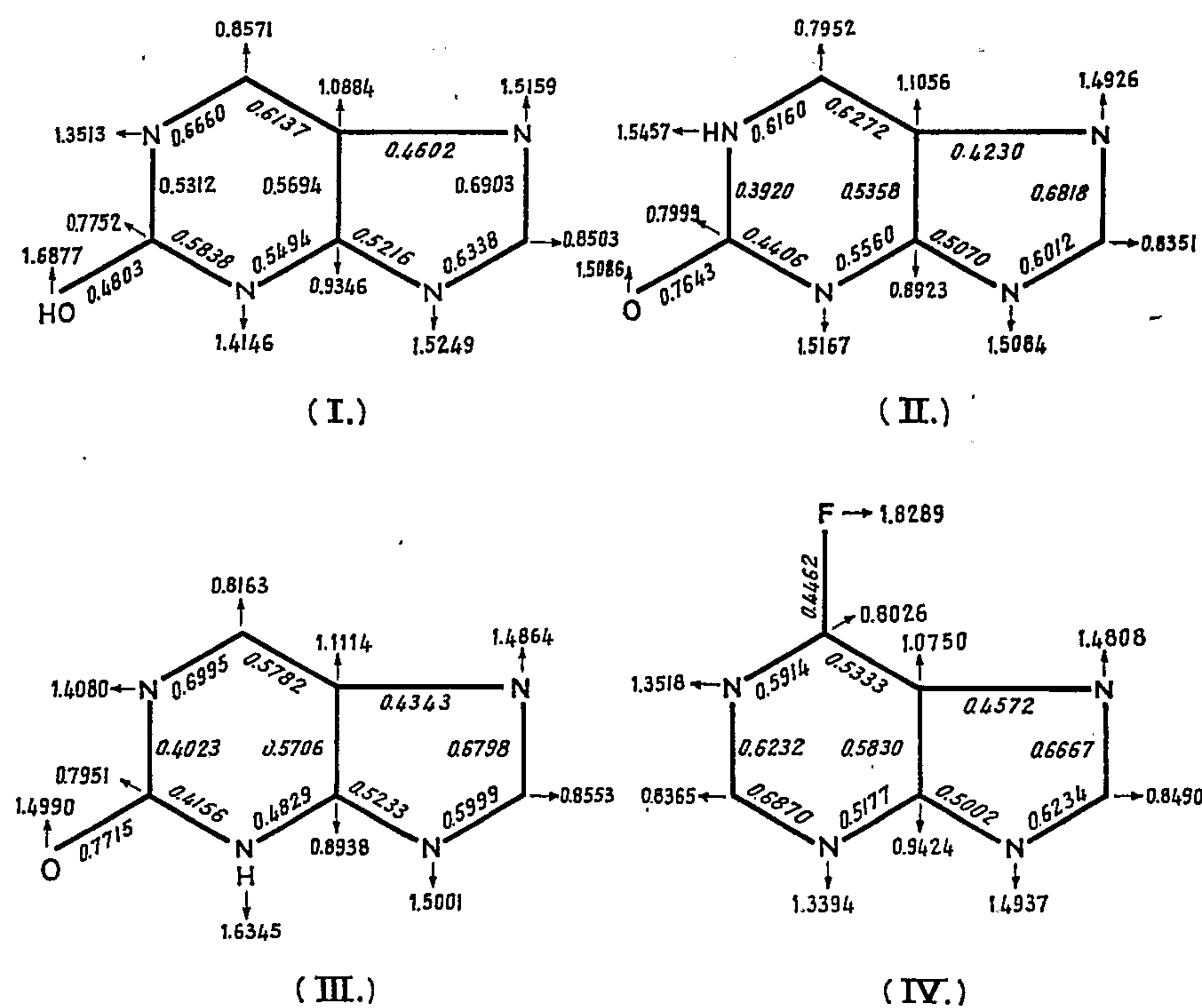


Fig. 1.

Les synthèses de ces composés et quelques-unes des propriétés physico-chimiques furent étudiées par des auteurs ([1]) divers, bien que nous devons signaler que la 6-fluoropurine n'a pas été préparée jusqu'à présent ([2]), à notre connaissance.

En partant de ses études spectroscopiques sur les hydroxypurines, Mason ([3]) déduit que la structure III est la plus probable pour la 2-hydroxypurine. Au sujet de l'activité chimiothérapique de ces substances, on peut consulter des récentes publications ([4]).

La méthode de calcul employée est celle des orbitales moléculaires dans l'approximation des combinaisons linéaires d'orbitales atomiques, sans tenir compte des intégrales de recouvrement. Suivant Mason ([5]), nous indiquerons que nous avons supposé que quand les atomes $N_{(7)}$ et $N_{(9)}$

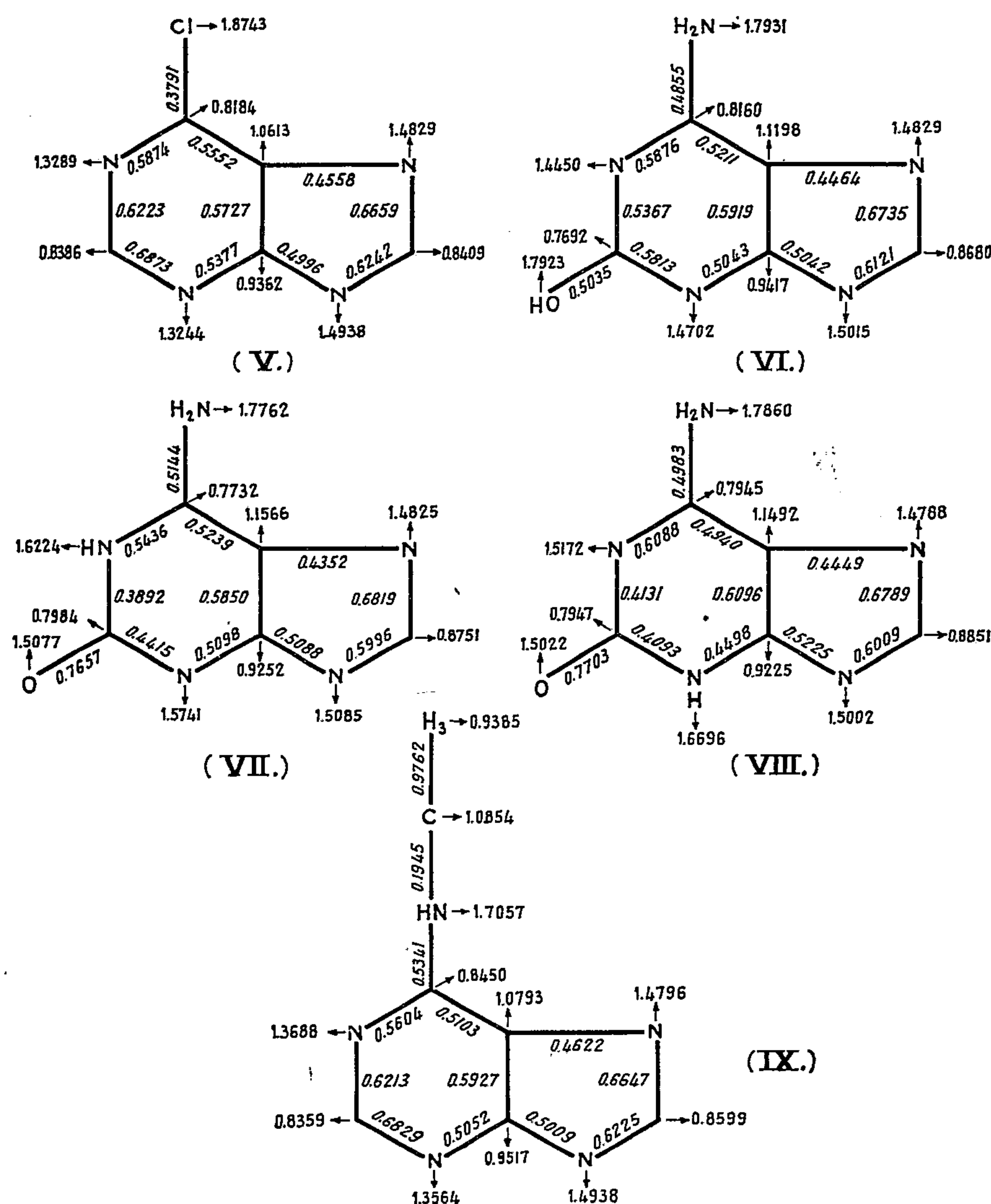


Fig. 2.

échangent tautomériquement un atome H, nous n'assignons l'atome H à aucun des atomes $N_{(7)}$ et $N_{(9)}$ en particulier. Nous avons tenu compte de cette considération dans le point de départ de nos calculs.

Les figures résument la distribution des indices de liaison mobile (sur les liaisons) et les densités de charge π-électroniques (au bout des flèches) que nous avons calculés. On donne, dans le tableau, les énergies de la plus haute orbitale liante et celle de la plus basse antiliante, et les énergies de résonance.

Dans une publication postérieure, nous rendrons compte du détail des paramètres employés et nous discuterons les résultats obtenus, en les comparant avec ceux qui ont été trouvés pour d'autres composés ([6]).

	Énergies de (en unités β)		
Composé.	résonance.	la plus haute orbitale liante.	la plus basse orbitale antiliante.
I	3,535	0,6133	— 0,6974
II	3,628	0,4569	— 0,6503
III	3,668	0,4927	— 0,6756
IV	3,687	0,6465	— 0,8231
V	3,814	0,6833	— 0,7808
VI	3,596	0,4983	— 0,8669
VII	3,726	0,3783	— 0,8400
VIII	3,747	0,4584	— 0,8547
IX	3,976	0,4729	— 0,8446

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) A. ALBERT et D. J. BROWN, *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 2060; A. BENDICH, P. J. RUSSELL et J. J. FOX, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 6073.

([2]) A. BENDICH, A. GINER-SOROLLA et J. J. FOX, *The Chemistry and Biology of Purines*, A Ciba Foundation Symposium, J. A. Churchill, London, 1957, p. 7 et 16.

([3]) S. F. MASON, ([2]), p. 60.

([4]) H. E. SKIPPER, J. A. MONTGOMERY, J. R. THOMSON et F. M. SCHABEL, *Cancer Res.*, 19, 1959, p. 425; 19, n° 6, 1959, p. 287.

([5]) S. F. MASON, ([2]), p. 72.

([6]) Ce travail a bénéficié de l'attribution d'une Bourse de la Fundación Juan March (Madrid) et la collaboration de l'Instituto de Cálculo (Madrid).

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude qualitative de la déshydratation de l'orthophosphate trizincique tétrahydraté en dihydrate.* Note (*) de M. **Jacques Saison**, présentée par M. Jean-Jacques Trillat.

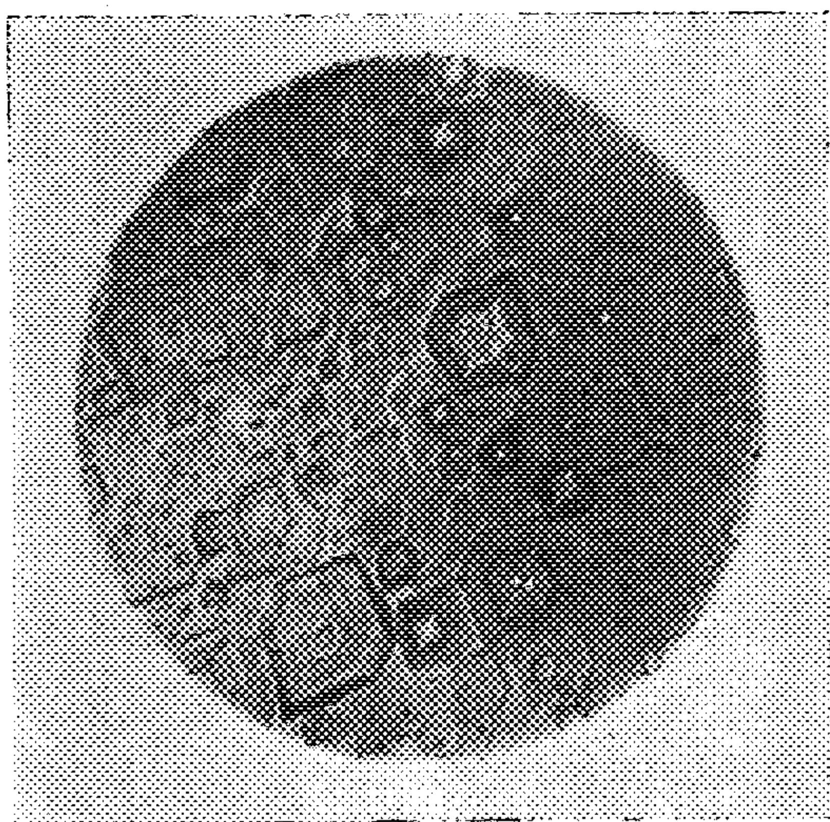
On montre que, lors de la déshydratation, les monocristaux de phosphate de zinc tétrahydraté se transforment en cristaux fibreux de dihydrate par rotation des cristallites élémentaires autour de l'axe $\vec{c}_0$ du tétrahydrate.

L'orthophosphate trizincique tétrahydraté se présente sous la forme de paillettes transparentes et monocristallines; leur forme générale est rectangulaire et un diagramme de Laüe (*fig.* 3) montre, après identification des taches par projection gnomonique, que le grand axe des faces planes est parallèle à l'axe $\vec{c}_0$ du tétrahydrate (maille orthorombique : $a_0 = 10{,}64$ Å; $b_0 = 18{,}32$ Å; $c_0 = 5{,}03$ Å). Lors de la déshydratation, obtenue par chauffage ([1]), ces cristaux s'opacifient jusqu'à devenir complètement blancs et leur surface se strie parallèlement à l'axe $\vec{c}_0$; de plus la taille des domaines monocristallins décroît car, à des raies de diffraction X ponctuées de tétrahydrate correspondent des raies larges et uniformes de dihydrate.

L'observation en microscopie optique confirme l'existence de stries parallèles à l'axe $\vec{\ }_0$ mais elle ne permet pas de séparer les plus fines d'entre elles; il faut avoir recours à la microscopie électronique. Grâce à une technique de simple empreinte (vaporisation de chrome et de carbone puis dissolution des cristaux à l'ammoniaque), des grossissements faibles suffisent à faire apparaître des stries dont la direction générale est parallèle et l'écartement moyen de l'ordre du micron. Cependant la microscopie optique permet de montrer la disparition du caractère monocristallin des paillettes. Lorsqu'on suit l'attaque chimique au tétrahydrate par l'ammoniaque on constate tout d'abord, en accord avec Wolfe ([2]), l'apparition de figures de corrosion carrées dont les diagonales sont parallèles aux axes $\vec{a}_0$ et $\vec{c}_0$. Puis, par troncature des sommets situés sur $\vec{a}_0$, ces carrés se transforment en hexagones (*fig.* 1). C'est alors la dissolution, la matière disparaissant hexagone par hexagone. Pour le dihydrate, le processus est différent : il n'y a plus de figures de corrosion. L'ammoniaque s'infiltre dans le cristal par les stries et le dissocie en éléments restangulaires, allongés dans la direction des stries et de dimensions moyennes : $10 \times 100\ \mu$ (*fig.* 2).

Une paillette de tétrahydrate, placée perpendiculairement au faisceau de rayons X (axe $\vec{b}_0$ parallèle au rayonnement) fournit un diagramme de Laüe présentant deux axes de symétrie rectangulaires (*fig.* 3). Après déshydratation, le diagramme obtenu dans des conditions analogues est un diagramme d'astérismes (*fig.* 4). Les deux axes de symétrie existent toujours et n'ont pas bougé en position. Si, avec le même montage expérimental,

on utilise un rayonnement de cuivre filtré, on obtient pour le tétrahydrate le diagramme de la figure 5. On y remarque, en plus des taches de Laüe dues à la partie du fond contenu non filtrée, les trois taches (431), (342)



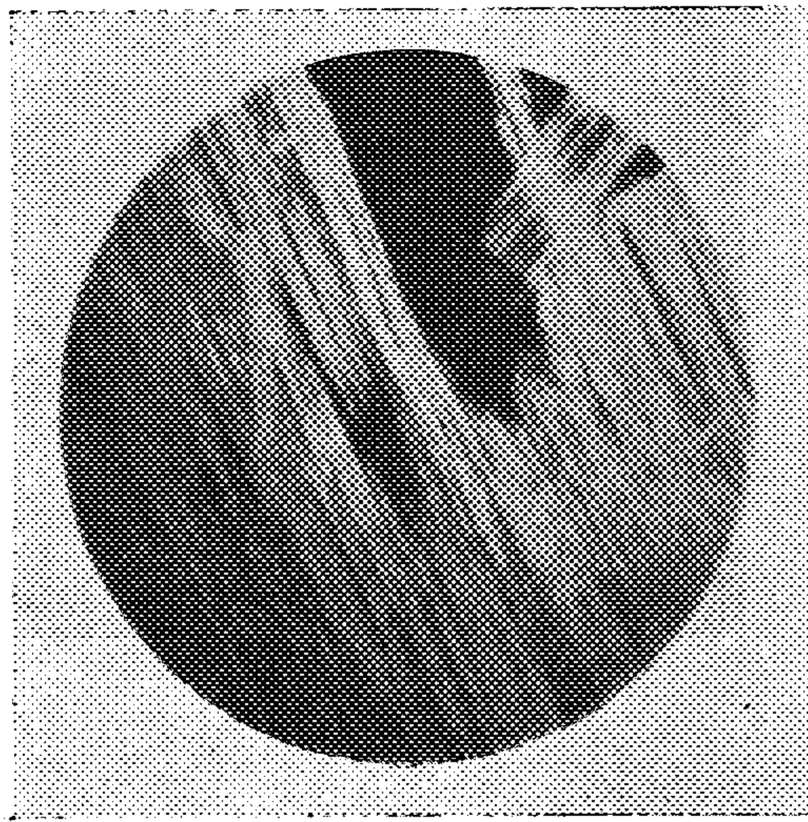
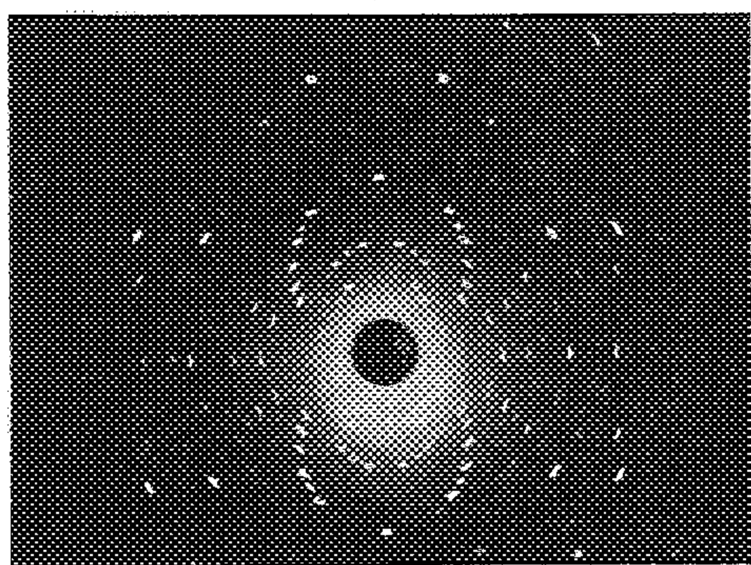


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Attaque du tétrahydrate par l'ammoniaque (G × 200).
Fig. 2. — Attaque du dihydrate par l'ammoniaque (G × 200).
Diagrammes de Laüe :

et (660) (cette dernière n'est pas visible sur le cliché) prévues par la construction géométrique du réseau réciproque. Par contre, le dihydrate fournit un diagramme de fibre aussi bien avec la radiation de l'anticathode



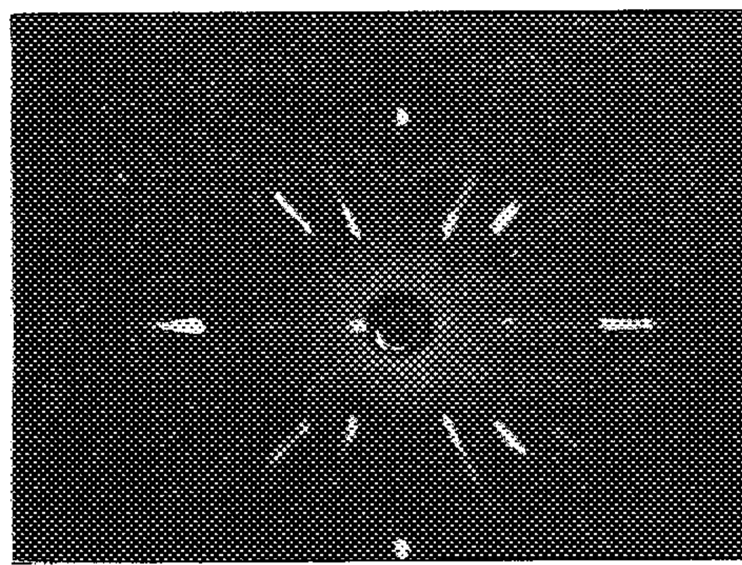


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. — Tétrahydrate.
Fig. 4. — Dihydrate.
Diagramme en rayonnement de Cu filtré :

de Cu (*fig.* 6) qu'avec celles de Co et de Fe. La déshydratation s'est donc accompagnée d'une rotation des cristallites élémentaires autour de l'axe $\vec{c}_0$ du tétrahydrate, chaque cristallite étant lui-même le siège d'un désordre

que mettent en évidence la dimension des taches et l'existence d'astérismes. L'angle de rotation peut être évalué après détermination des dimensions de la maille du dihydrate par des diagrammes de cristal tournant et des mesures précises de la position des raies au diffractomètre.

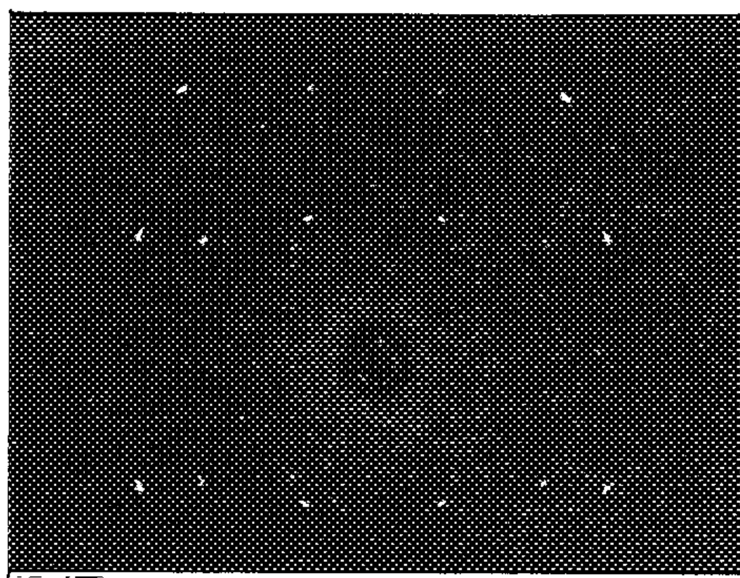


Fig. 5.

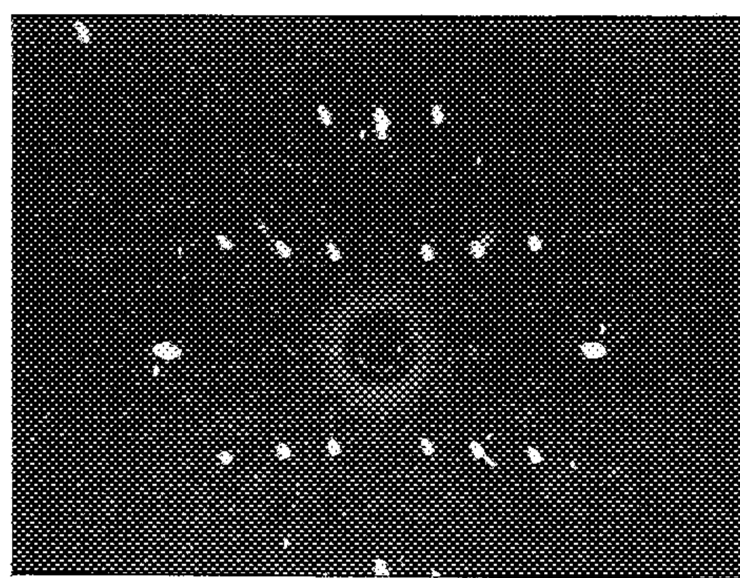


Fig. 6.

Fig. 5. — Tétrahydrate.
Fig. 6. — Dihydrate.

On obtient ainsi $a_0 = 10{,}47$ Å, $b_0 = 15{,}84$ Å, $c_0 = 5{,}05$ Å. Avec ces valeurs, la désorientation est de 7° à 8°, de part et d'autre de l'axe de fibre.

Ces différents résultats ne sont pas modifiés par un chauffage prolongé de 4 h à 155° C. La structure fibreuse est donc un caractère définitif du dihydrate obtenu de cette façon.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) J. Saison, *Comptes Rendus*, 249, 1959, p. 2562.

(2) C. W. Wolfe, *The American Mineralogist*, 25, n° 12, 1940, p. 795-799.

(*Laboratoire de Rayons X du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique.* Note (*) de MM. **Mohamed Sélim** et **Thuong Nguyen Thanh**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont étudié l'influence du pH sur la vitesse d'hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique.

Avec J. Cheymol et P. Chabrier nous avons récemment ([1]) indiqué une nouvelle méthode de préparation des esters amides de l'acide orthophosphorique. L'objet de cette Note est l'étude de l'hydrolyse de certains diesters monoamides préparés.

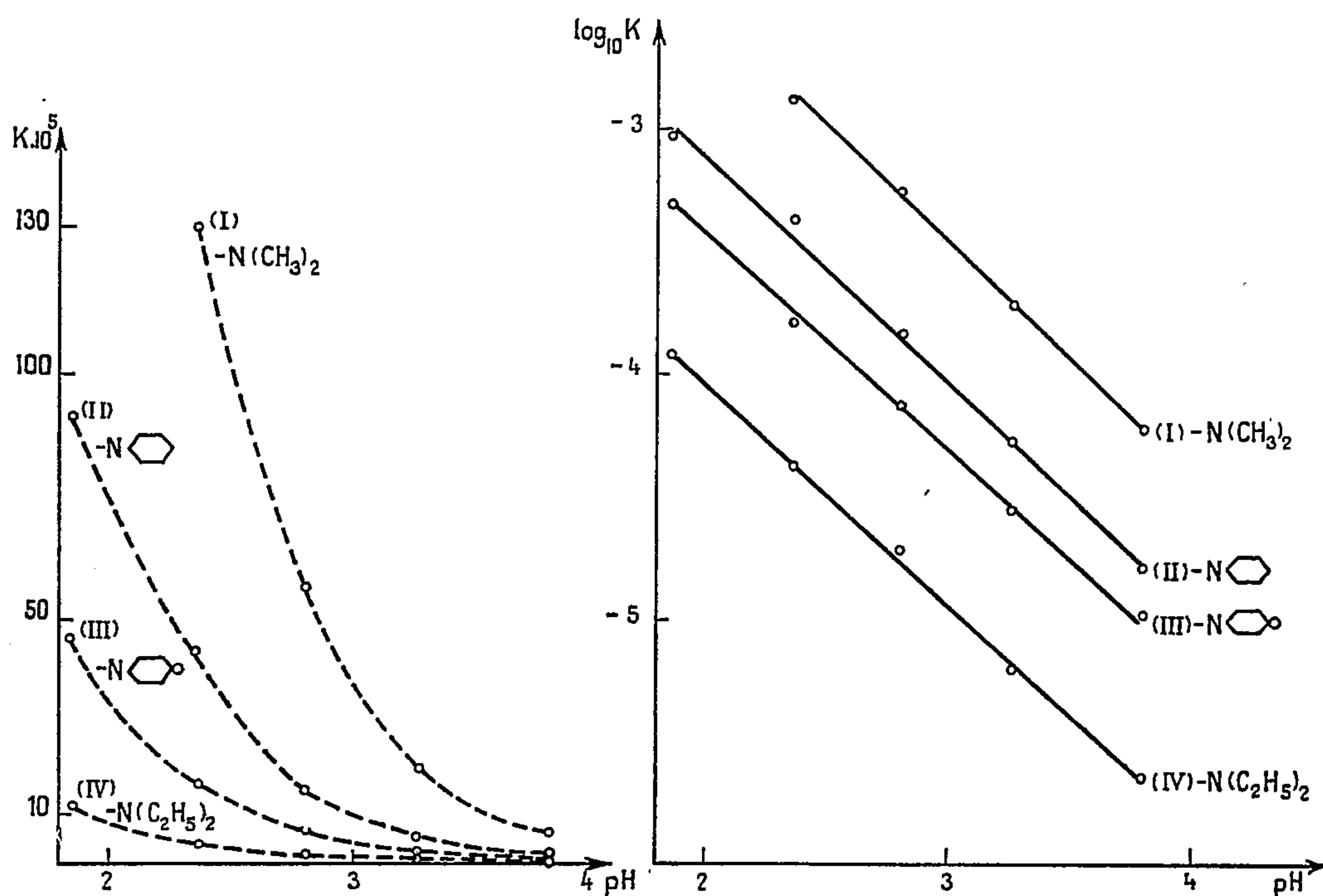


Fig. 1. Fig. 2.

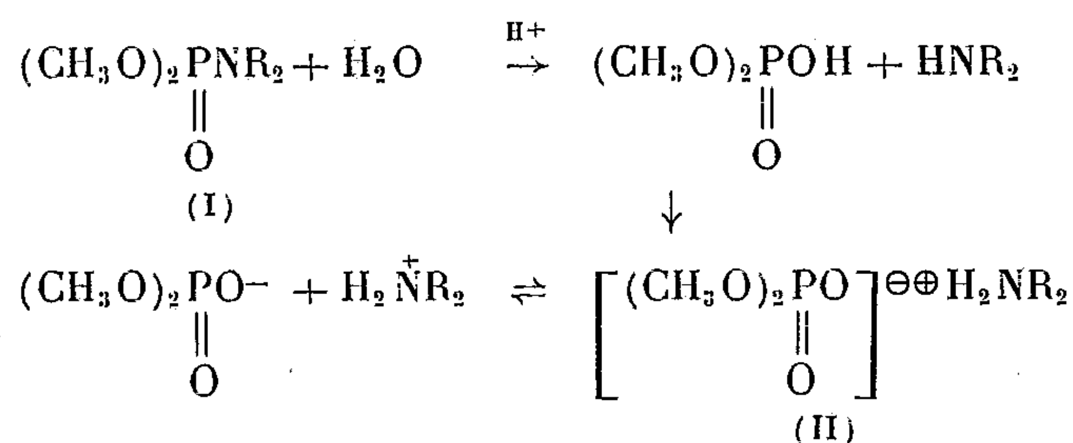
Fig. 1. — (I), (II), (III) et (IV), courbes représentatives de K_1, K_2, K_3 et K_4 en fonction du pH.

Fig. 2. — (I), (II), (III) et (IV), courbes représentatives de log K_1, log K_2, log K_3 et log K_4 en fonction du pH.

Influence du pH sur les constantes de vitesse d'hydrolyse. — Les hydrolyses ont été effectuées sur des solutions M/5, M/20 et M/50 des amides du diester méthylique à 58°,8 et à différents pH en milieu :

$(CH_3O)_2P(O)OH$	M/50	M/200	M/500	M/1 500	M/5 000
pH	1,85	2,35	2,8	3,25	3,8

L'emploi de l'acide diméthylphosphorique nous permet d'avoir un pH constant durant l'hydrolyse, en effet l'amine libérée par hydrolyse neutralise exactement l'acide diméthylphosphorique formé, de sorte que la concentration en acide diméthylphosphorique libre reste constante.



La progression de la réaction dans le temps a été suivie par conductimétrie. On part d'un produit (I) non ionisé qui, par hydrolyse, donne deux ions conducteurs (II). La mesure de la diminution de la résistance spécifique ρ de la solution nous permet de déterminer la concentration en produit (II) à chaque instant à l'aide de la courbe d'étalonnage $\rho = f$ (II) pour un pH et une température déterminés.

L'hydrolyse des amides du diester méthylique en acide diméthylphosphorique, effectuée dans ces conditions, apparaît comme une réaction de premier ordre. Les valeurs des constantes de vitesse K de la forme

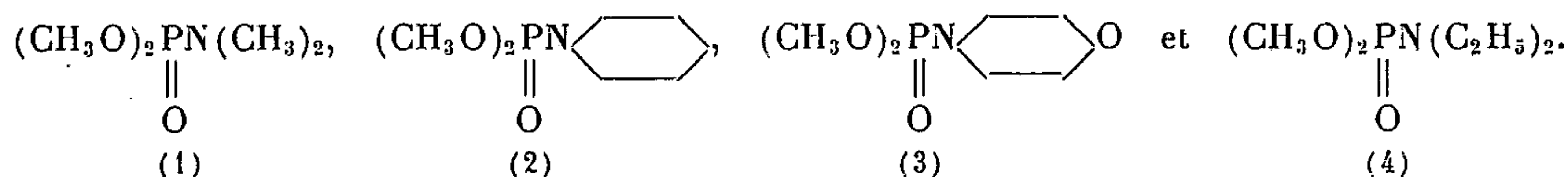
$$K = \frac{1}{t} \operatorname{Log} \frac{C_0}{c}$$

(c, concentration au temps t des amides du diester méthylique de concentration initiale C_0) calculées en logarithmes népériens et exprimées en inverses de secondes sont les suivantes en fonction du pH.

TABLEAU I.

pH.	C_0.	$10^5 K_1$.	$10^5 K_2$.	$10^5 K_3$.	$10^5 K_4$.	$\log K_1$.	$\log K_2$.	$\log K_3$.	$\log K_4$
1,85...	M/5	-	91,5	46	11,9	-	−3,04072	−3,33276	−3,92446
2,35...	M/20	130	43,7	15,95	4,21	−2,88606	−3,35952	−3,79724	−4,37572
2,8....	M/50	56,8	14,7	7,1	1,95	−3,24565	−3,83268	−4,14874	−4,70997
3,25...	M/50	19,1	5,37	2,77	0,623	−3,71897	−4,27003	−4,55752	−5,20551
3,8....	M/50	6,14	1,65	1,075	0,228	−4,21183	−4,78252	−4,97062	−5,64207

K_1, K_2, K_3 et K_4 sont respectivement les constantes de vitesse d'hydrolyse de



Les variations de K_1, K_2, K_3 et K_4 en fonction du pH sont représentées par les courbes I, II, III et IV de la figure 1. Les constantes d'hydrolyse varient très rapidement avec le pH et la nature de l'amine. Pour des

raisons techniques nous avons été obligés d'effectuer ces mesures avec des concentrations en amide du diester méthylique de M/5 et M/20 pour les pH 1,85 et 2,35 au lieu de M/50 pour les autres pH. Les différentes concentrations initiales en amide du diester méthylique n'auront pas d'influence sur les constantes d'hydrolyse : en effet, la réaction étant du premier ordre, nous avons vérifié que K ne dépend pas de la concentration initiale, alors que pour les autres ordres K est une fonction de C_0.

Si nous portons $\log_{10} K$ en fonction du pH, nous constatons que les courbes I, II, III et IV de la figure 2 sont des droites ayant des pentes sensiblement égales à — 1 : la constante de vitesse d'hydrolyse est donc proportionnelle à la concentration en ions H^+ et ceci reste vrai pour les différentes températures auxquelles nous avons opéré. L'étude de l'influence de la température sur la vitesse d'hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique sera exposée dans une prochaine publication.

(*) Séance du 14 mars 1960.

(1) J. Cheymol, P. Chabrier, M. Sélim et Thuong Nguyen Thanh, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1240.

(*Laboratoire de Pharmacologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la chlorocyclohexénone*. Note (*) de MM. **Dang-Quoc-Quan** et **Michel Vilkas**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les essais de préparation de la semicarbazone de la gem-dichlorocyclohexanone (II) ont entraîné le départ d'une molécule d'acide chlorhydrique et ont conduit au dérivé de la chloro-2 cyclohexénone (V *b*), dont l'hydrolyse acide fournit la cétone libre (V *a*). Les semicarbazones des autres cyclohexanones α-chlorées ont également été préparées.

La chloro-2 cyclohexène-2 one (V *a*) a été préparée pour la première fois par Kötz et Richter [1] à partir du cyclohexène-2 ol, puis par Mousseron et Jacquier [2] à partir d'un mélange de dichlorocyclohexènes. Corey et Burke [3] affirment l'avoir obtenue par chloruration du cyclohexanol en milieu aqueux dans les conditions utilisées par Meyer [4] et indiquent le point de fusion 72°,2-73°,2 sans préciser d'autres propriétés de leur produit. Ils mettent en doute la nature de la dichloro-2.6 cyclohexanone (III *a*) décrite par Meyer [4] pour laquelle celui-ci indique un point de fusion de 72-73° également. Or nous avons synthétisé une dichloro-2.6 cyclohexanone [5] répondant aux données de Meyer, et dont nous avons prouvé la configuration cis, structure qui vient d'être confirmée par résonance nucléaire quadrupolaire [6]. Il restait à retrouver, d'une façon certaine, la possibilité d'obtention de la cétone éthylénique à partir d'une dichlorocyclohexanone.

Différents essais d'enlèvement d'acide chlorhydrique à la cétone dichlorée géminée (II), même dans des conditions très douces, nous ont toujours conduit à un produit totalement privé de chlore, le phénol [5]. Par contre, nous avons réussi à préparer le composé recherché (V *a*) par l'intermédiaire de la semicarbazone. Il fond effectivement à 72-73°. L'égalité des points de fusion de la chlorocyclohexénone et de la cis-dichlorocyclohexanone est fortuite; les deux produits présentent une forte dépression dans l'épreuve du mélange (F $< 45°$).

En essayant d'obtenir des dérivés cristallisés de la gem-dichlorocyclohexanone (II), qui est le plus fragile des trois isomères [5], [7], nous avons subi des échecs répétés. La dinitro-2.4 phénylhydrazine, par exemple, nous a donné, selon les conditions, une osazone [5] ou la dinitro-2.4 phénylhydrazone de (V *a*) [7]. L'action de la semicarbazide, quelles que soient les techniques que nous avons employées, a provoqué la perte d'une molécule d'acide chlorhydrique, et nous a permis en revanche d'isoler la semicarbazone de la chlorocyclohexénone (V *b*) avec un rendement de 57 %.

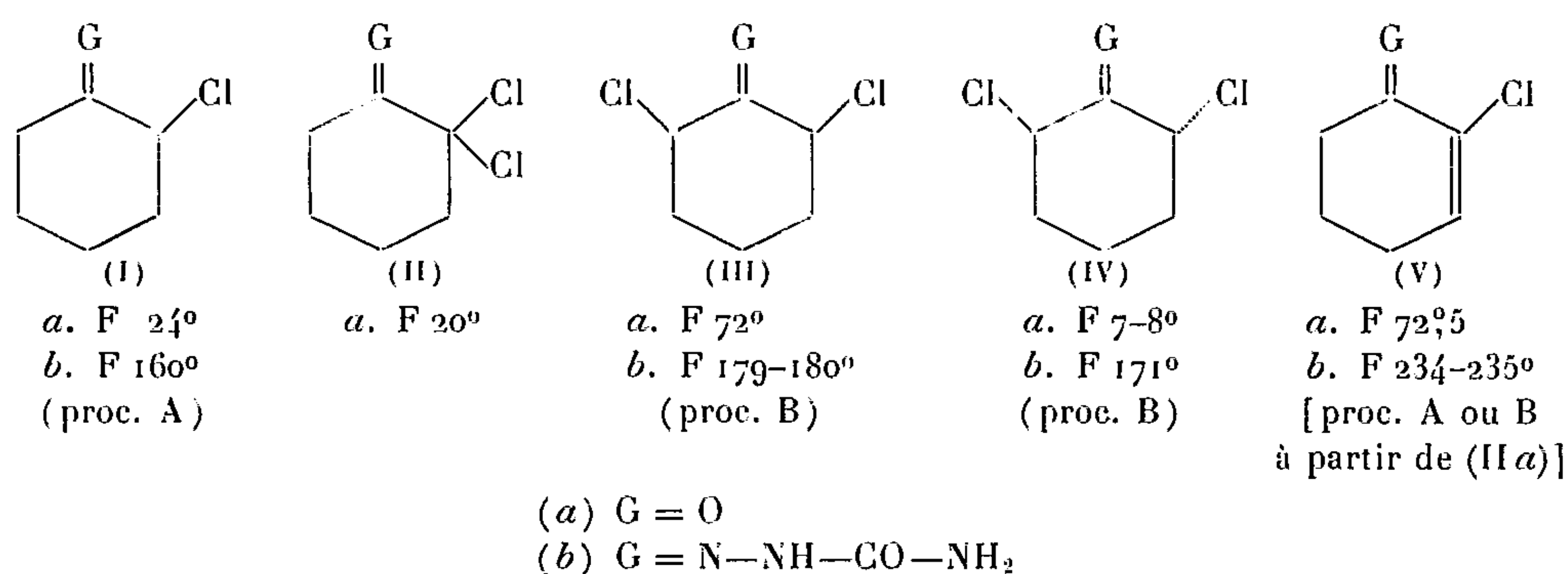
Une hydrolyse acide par le mélange acide sulfurique eau-dioxanne [8] a fourni la cétone cherchée (V *a*) (F 72°,5; Analyse : Cl %, calculé 27,15; trouvé 26,97) avec un rendement de 53 %. Son spectre d'absorption est

caractérisé dans l'ultraviolet par deux bandes : λ_{max} 315 et 242 mμ avec $\varepsilon = 35$ et 9 070 (alcool); dans l'infrarouge également la conjugaison se manifeste par les fréquences $\nu_{C=O} = 1701$ et $\nu_{C=C} = 1612$ cm^{-1} (CCl_4).

Pour vaincre les difficultés habituelles dans la préparation des dérivés de cétones halogénées, nous avions étudié avec soin les techniques de formation de semicarbazones, en nous inspirant de Blaise [8] et de Mc Guckin et Kendall [9], et nous les avons appliquées aux différentes chlorocyclohexanones. Deux procédés nous ont donné de bons résultats :

A. Addition d'une solution de chlorocétone dans le minimum de dioxanne à une solution de chlorhydrate de semicarbazide dans le minimum d'eau, 15 mn d'agitation à la température ambiante, essorage et recristallisation de la semicarbazone dans le chloroforme, le dioxanne, ou le tétrahydrofuranne.

B. Agitation à froid pendant plusieurs heures de quantités équimoléculaires de chlorocétone et de semicarbazide libre dissoutes dans un mélange de butanol-chloroforme, évaporation sous vide, lavage du résidu avec le minimum d'eau puis d'éther, recristallisation comme dans A. La semicarbazide libre est préparée à partir du sulfate par la méthode de Audrieth [10].



Les semicarbazones chlorées se décomposant par chauffage, les points de fusion indiqués sont les points de fusion instantanés au bloc Kofler. En tube capillaire, on obtient des valeurs nettement inférieures, et qui dépendent beaucoup de la durée de chauffage. La différence peut atteindre 30°.

Nous avons ainsi préparé les semicarbazones de la monochlorocyclohexanone et des deux dichlorocyclohexanones symétriques cis et trans. Pour l'isomère géminé tous les essais ont abouti à la perte de l'un des deux atomes de chlore confirmant ainsi nettement ce qui avait été entrevu avec la dinitro-2.4 phénylhydrazine [7] et nous permettant du même coup d'obtenir la chlorocyclohexénone (V *a*) qui semble difficilement accessible par voie directe à partir d'une dichlorocyclohexanone.

(*) Séance du 21 mars 1960.

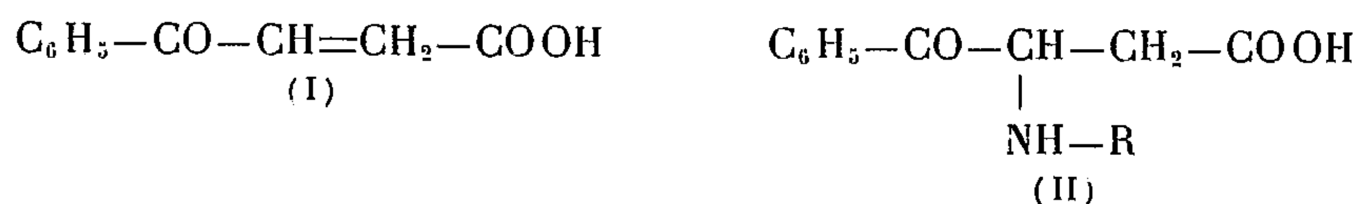
[1] A. Kötz et K. Richter, *J. prakt. Chem.*, 111, 1925, p. 373.

(2) M. MOUSSERON et R. JACQUIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1950, p. 648.
(3) E. J. COREY et H. J. BURKE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 5418.
(4) R. E. MEYER, *Helv. Chim. Acta*, 16, 1933, p. 1291.
(5) A. KIRRMANN, M. VILKAS et DANG-QUOC-QUAN, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 418.
(6) K. KOZIMA et S. SAITO, *J. Chem. Phys.*, 31, 1959, p. 560.
(7) DANG-QUOC-QUAN, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 426.
(8) E. E. BLAISE, *Bull. Soc. Chim.*, (4), 17, 1915, p. 425.
(9) W. F. MC GUCKIN et E. C. KENDALL, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 5811.
(10) L. F. AUDRIETH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 1250.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure.*)

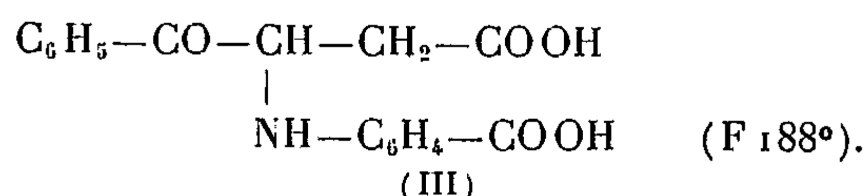
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur de nouvelles combinaisons de l'acide benzoyl-acrylique avec l'acide paraaminobenzoïque et ses esters.* Note (*) de M. **Robert Moreau** et Mlle **Geneviève Dumant**, présentée par M. Marcel Delépine.

J. Bougault et P. Chabrier [1] ont montré que l'acide benzoylacrylique (I) fixe aisément les amines primaires pour conduire aux aminoacides (II) :



Nous nous sommes proposé d'appliquer cette réaction à des fins d'identification et de dosage des amines, et plus particulièrement de celles utilisées en thérapeutique. Dans cette Note, nous décrivons quelques nouvelles combinaisons de l'acide benzoylacrylique et d'esters de l'acide paraaminobenzoïque utilisés comme anesthésiques locaux de surface.

A. *Acide paraaminobenzoïque.* — Une solution aqueuse bicarbonatée d'acide benzoylacrylique est mélangée avec une solution aqueuse de paraaminobenzoate de sodium, les deux acides étant en proportions sensiblement équimoléculaires. Après 12 h de contact, de l'acide acétique est ajouté jusqu'à début de précipitation, aux environs de pH 8. Le précipité obtenu est le sel monosodique $C_{17}H_{20}O_8NNa$ du β-aminoacide (III) correspondant. Il cristallise avec 3 mol d'eau et est assez soluble dans l'eau. Par addition d'acide acétique en excès à la solution aqueuse de ce sel de sodium, ou à la solution bicarbonatée des deux acides, l'acide benzoyl β-(carboxy-4 phénylamino) propionique précipite :

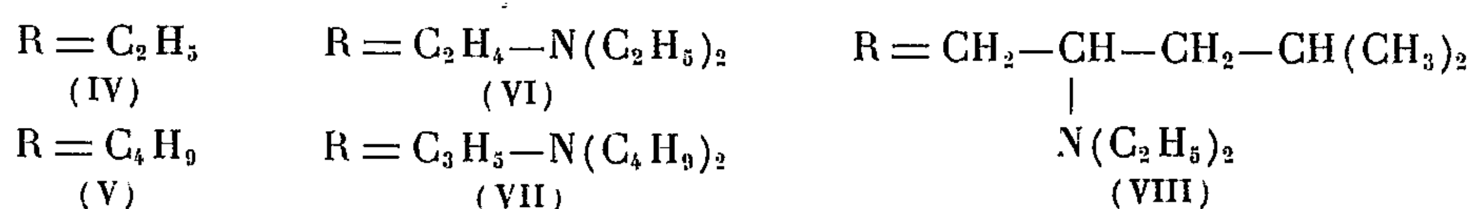


Il est soluble dans les alcools méthylique et éthylique, l'acétone, l'acide acétique, presque insoluble dans le chloroforme, l'éther de pétrole, peu soluble dans l'eau, l'éther, le benzène.

Analyse : $C_{17}H_{15}O_5N$, calculé %, C 65,77; H 4,82; N 4,47; trouvé %, C 65,17; H 4,82; N 4,45.

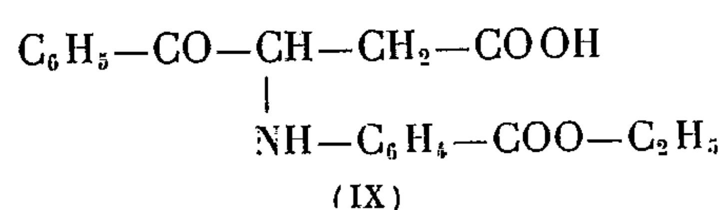
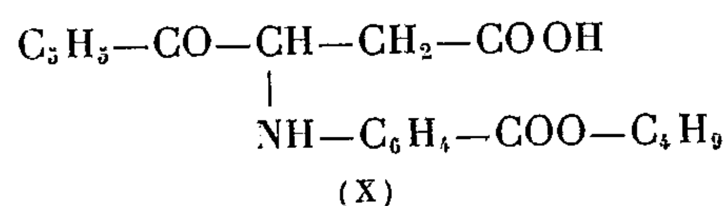
Il est purifié par cristallisation dans l'alcool méthylique. Le titrage alcalimétrique a donné : P. M. 318; Th. 313,2.

B. Nous avons étudié l'action de l'acide benzoylacrylique sur les esters les plus utilisés de l'acide paraaminobenzoïque : $NH_2—C_6H_4—COO—R$:



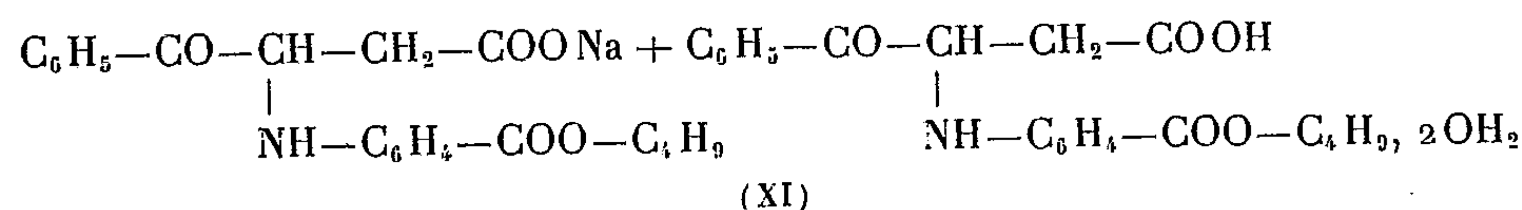
Ces aminoesters peuvent être divisés en deux groupes : *a.* esters d'alcoyles (IV) et (V); *b.* esters d'aminoalcoyles : (VI) à (VIII).

a. Acide β-benzoyl β-(carboxyéthyl-4 phénylamino) propionique (IX);
Acide β-benzoyl β-(carboxybutyl-4 phénylamino) propionique (X).

Ces composés se préparent très facilement en mélangeant une solution d'ester (IV) ou (V) dans l'acide acétique à 40 % à une solution bicarbonatée d'acide benzoylacrylique, en proportions sensiblement équimoléculaires. La combinaison (IX) ou (X) se sépare immédiatement sous forme d'un composé huileux qui se concrétise lentement et qui est purifié par cristallisation dans l'alcool méthylique.

Le sel acide de sodium du composé (IX) est très soluble dans l'eau, le sel acide de sodium (IX) du composé (X) est très peu soluble dans l'eau; ce dernier peut être obtenu directement au cours de la préparation en neutralisant partiellement, jusqu'à pH 4,5, la solution surnageant le précipité huileux qui s'est formé après mélange des solutions. Ce caractère différencie les deux esters, l'un (IV), donnant en milieu acétique (pH 4,5) l'acide (IX), l'autre (V), dans les mêmes conditions, conduisant au sel acide de sodium (XI), peu soluble dans l'eau, de l'acide (X) :



Les composés (IX) et (X) sont très solubles dans les alcools méthylique et éthylique, l'acétone, le chloroforme, l'acétate d'éthyle, l'éther, presque insolubles dans l'eau, d'où le composé (IX) a pu être séparé quantitativement. F (IX) 132°; (X) 108-109°.

Le composé (XI) est également très soluble dans les alcools méthylique et éthylique, l'acétone, le chloroforme, mais très peu soluble dans l'eau et l'éther, et presque insoluble dans l'acétate d'éthyle, F 149. Titrés alcalimétriquement, ces trois composés ont donné les valeurs théoriques pour les formules prévues.

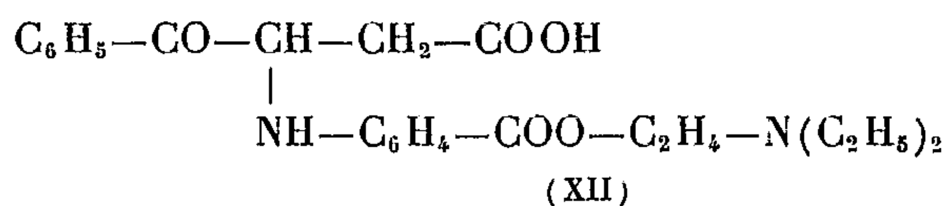
Analyse : (IX) $C_{19}H_{19}O_5N$, calculé %; C 66,87; H 5,61; N 4,10; trouvé %, C 66,85; H 5,61; N 4,10.

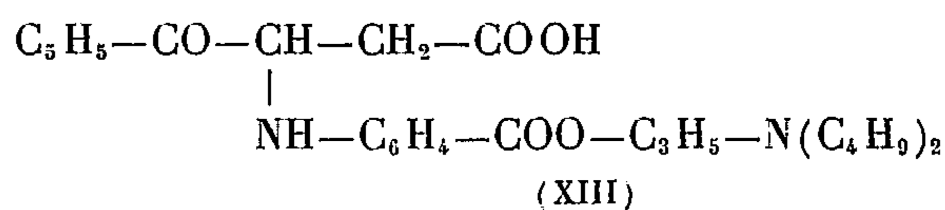
(X) $C_{21}H_{23}O_5N$, calculé %, C 68,27; H 6,54; N 3,79; trouvé %, C 68,3; H 6,56; N 3,77.

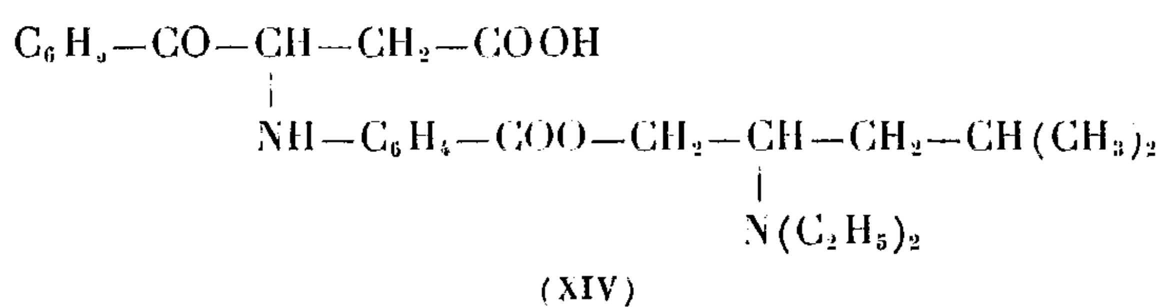
b. Acide β-benzoyl β-(carboxy-(diéthylamino-2'éthyl)-4 phénylamino) propionique (XII).

Acide β-benzoyl β-(carboxy(dibutylamino-2'propyl)-4 phénylamino) propionique (XIII).

Acide β-benzoyl β-(carboxy-(diéthylamino-2'isobutyl-2'éthyl)-4 phénylamino-propionique (XIV).







Ces composés se préparent en mélangeant une solution aqueuse d'ester d'aminoalcool (VI), (VII) ou (VIII), à une solution bicarbonatée d'acide benzoylacrylique, en proportions équimoléculaires, la combinaison (XII), (XIII) ou (XIV), se sépare rapidement sous forme d'un composé huileux, après addition d'acide acétique en excès à la solution, le β-aminoacide cristallise lentement. Il est purifié par cristallisation dans l'alcool méthylique.

Le composé (XII) fond à 182-183°, il est très soluble dans l'acide acétique, très peu soluble ou insoluble dans les autres solvants.

Le composé (XII) fond à 150-151°, il est très soluble dans l'éther et le chloroforme, un peu soluble dans l'alcool méthylique, pratiquement insoluble dans les autres solvants.

Le composé (XIV) fond à 158-159°, il est insoluble dans l'éther, l'éther de pétrole, le benzène, très peu soluble dans le chloroforme, l'alcool méthylique, l'alcool éthylique, presque insoluble dans l'eau et l'acétate d'éthyle.

Titrés alcalimétriquement, ces trois corps ont donné les valeurs théoriques pour les formules prévues, avec des analyses correctes.

L'action anesthésique de surface est considérablement diminuée, elle est du reste difficilement observable par suite du caractère très irritant des dérivés étudiés.

Ces recherches montrent que les différents esters de l'acide paraaminobenzoïque utilisés pour leur action anesthésique de surface, peuvent être caractérisés par les constantes spécifiques de leurs combinaisons avec l'acide benzoylacrylique, et aussi par la détermination acidimétrique du poids moléculaire de celles-ci.

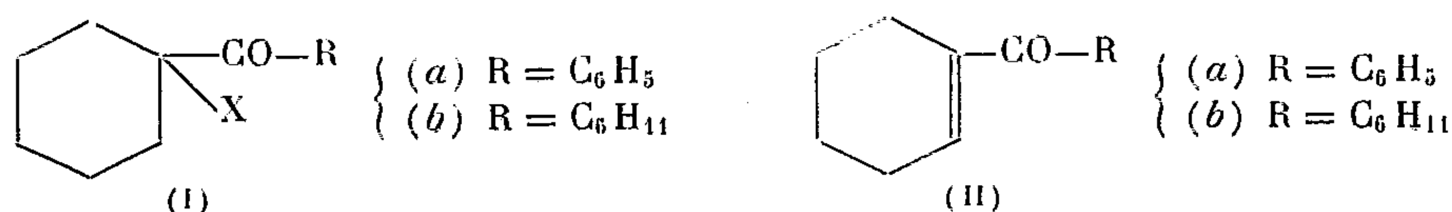
(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 212.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

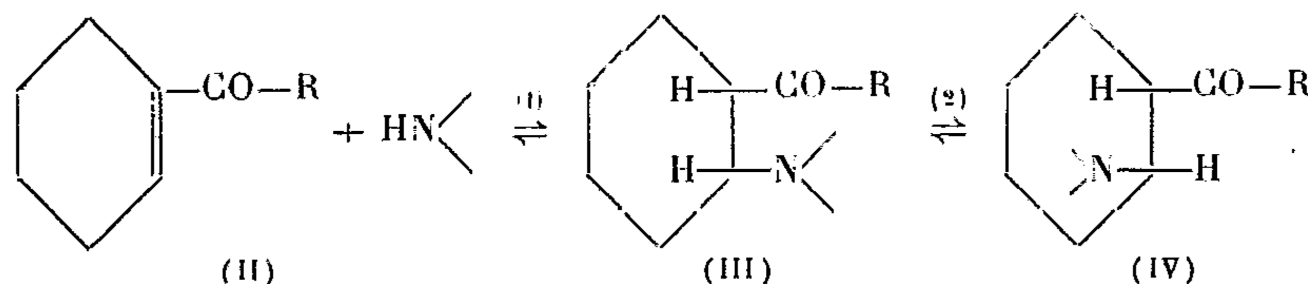
CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude comparative de la (cyclohexen-1-yl) phénylcétone et de la (cyclohexen-1-yl) cyclohexylcétone. Action des amines secondaires.* Note de Mme **Henriette Rivière** et Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

La position de l'équilibre lors de la fixation des amines sur les cétones (II*a*) et (II*b*) n'est pas influencée par la basicité des amines, mais dépend essentiellement de l'interaction stérique entre les substituants du groupement aminé et le radical adjacent au carbonyle. Le produit cinétique de la réaction est une β-aminocétone cis qui s'isomérise ultérieurement en composé trans.

Lors de l'action des amines secondaires sur les cétones α-halogénées (I), nous avons constaté que seule la cétone (I*a*) conduit, à côté de la cétone éthylénique (II*a*), à une proportion notable de β-aminocétone correspondante.



Ce résultat montre que l'aptitude réactionnelle des cétones β-éthyléniques (II), vis-à-vis des amines, varie suivant la nature du radical R. On sait, en effet, que la formation de β-aminocétones à partir de cétones α-halogénées n'est pas directe, mais qu'elle résulte de la fixation des amines sur les cétones α-éthyléniques préalablement formées [1]. Cette dernière réaction étant réversible, nous nous sommes demandé si la différence des aptitudes réactionnelles des cétones (II*a*) et (II*b*) n'était pas d'origine thermodynamique [position de l'équilibre (1)].



Afin de préciser ce point, nous avons examiné le comportement des cétones éthyléniques (II) vis-à-vis de quelques amines secondaires. Ces cétones s'obtiennent aisément et avec de bons rendements par déshydrohalogénation des cétones α-halogénées (I) (X = Br ou Cl). Nous avons constaté que parmi les nombreux réactifs susceptibles de déshydrohalogéner les cétones de formule générale (I) (X = Br ou Cl), le β-diéthylaminoéthanol et le β-diméthylaminoéthanol sont particulièrement favorables à cette réaction : contrairement aux amines aromatiques, ces réactifs ne conduisent pas, à côté de cétones éthyléniques (II), aux composés saturés correspondants, résultant d'une réaction de transhalogénation [2]. De

plus, bien que les cétones (II), sous l'action des bases fortes (CH_3ONa, par exemple), s'isomérisent partiellement en composés β-γ-éthyléniques (30-35 %), les β-dialcoylaminoéthanols ne provoquent pas cette isomérisation, même après un chauffage prolongé ([3]).

L'action des amines secondaires sur les cétones (II*a*) et (II*b*) conduit aux résultats suivants.

Réactif aminé.	(II) [cyclohexène—CO—R]	Temps de contact à T° ambiante	Rendements en β-aminocétone (%).	Cétone (II) récupérée (%).
$HN(CH_3)_2$ $pK_B = 3,3$	$R = C_6H_5$	3 jours	40	60
		5 »	70	30
		6 »	70	30
	$R = C_6H_{11}$	4 »	25	75
		6 »	25	75
HN⟨pipéridine⟩ $pK_B = 2,8$	$R = C_6H_5$	8 »	45	55
		20 »	45	55
	$R = C_6H_{11}$	20 »	5	95
		3 mois	5	95
$HN(C_2H_5)_2$ $pK_B = 3,0$	$R = C_6H_5$	3 jours	Traces	98
		6 »	»	97

Il ressort de l'ensemble de ces résultats que la différence des aptitudes réactionnelles des cétones (II*a*) et (II*b*) est effectivement d'origine thermodynamique. La position de l'équilibre (1) ne semble pas être influencée par la basicité de l'amine, mais dépendrait de l'interaction stérique entre le radical R et les substituants du groupement aminé ([4]). L'examen des modèles montre en effet que pour R = cyclohexyle cette interaction est plus grande que pour R = phényle et qu'elle est très grande dans les deux cas lorsque les substituants aminés sont des éthyles. Cependant, il convient de noter que l'étude de la position de l'équilibre (1) se complique du fait que les β-aminocétones qui résultent de l'addition de l'amine sur la double liasion sont susceptibles de se transformer en stéréoisomères plus stables [équilibre (2)]. En effet, nous avons constaté que la configuration de la β-aminocétone résultant de la fixation de la diméthylamine sur la cétone (I*a*) dépend de la température à laquelle cette réaction est effectuée. Si l'on opère à 0° et si l'on prend la précaution de ne pas prolonger le temps de réaction (1 jour environ), on isole le stéréoisomère le moins stable (F 75-76°), qui par chauffage en présence de la diméthylamine, se transforme en stéréoisomère le plus stable (F 96-97°). Celui-ci est obtenu directement, si la réaction est effectuée à 100° ([5]). A température ambiante, tant pour la diméthylamine que pour la pipéridine, le produit obtenu est un mélange des deux stéréoisomères (III et IV).

Du fait que le produit cinétique de la réaction est le stéréoisomère le moins stable, c'est-à-dire l'isomère cis, on peut conclure que l'attaque

nucléophile, par l'amine, d'une double liaison conjuguée du carbonyle est une addition trans.

PARTIE EXPÉRIMENTALE. — 1° *Préparation des cétones α-éthyléniques* (II). — Ces cétones déjà décrites ([6]), ([7]) sont obtenues (Rdt 80-90 %) par chauffage à reflux des cétones α-halogénées correspondantes (I) (X = Cl ou Br) en présence d'un excès de diéthylaminoéthanol (5 mol). La déshydrohalogénation est totale au bout de 2 h pour X = Br et au bout de 6 h pour X = Cl.

2° *Action des amines.* — Une molécule de cétone (II*a* ou *b*) est mise en contact, à température ambiante, avec 10 mol d'amine. La β-aminocétone, lorsqu'elle est cristalline, est purifiée par cristallisation (éther de pétrole ou alcool à 90°). La pureté de ces composés est vérifiée par dosage (ClO_4H — CH_3COOH). La présence des groupements carbonyle et amine ([8]) a été confirmée par le spectre infrarouge. N-*pipéridino-1 benzoyl-2 cyclohexane* F 81-82° ([9]); $C_{18}H_{25}ON$, calculé P. M. 271, trouvé 273; $C_{18}H_{25}ON$, calculé %, C 79,7; H 9,2; N 5,16, trouvé %, C 79,68; H 9,4; N 5,36. N-*pipéridino-1 hexahydro-benzoyl-2 cyclohexane* F 90°; $C_{18}H_{31}ON$, calculé P. M. 277, trouvé 282; N-*diméthylamino-1 benzoyl-2 cyclohexane* (cis) F 75-76°; $C_{15}H_{21}ON$, calculé P. M. 231, trouvé 237; chauffé en présence de diméthylamine à 100° conduit au dérivé stable (trans), F 97-98°, $C_{15}H_{21}ON$ calculé P. M. 231; trouvé 233, N-*diméthylamino-1 hexahydrobenzoyl-2 cyclohexane;* liquide, $C_{15}H_{27}ON$, calculé P. M. 237, trouvé 243.

(1) Voir la bibliographie dans la publication : B. TCHOUBAR, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1363.

(2) B. TCHOUBAR, *XIVe Congrès international de Chimie pure et appliquée*, Zurich, 1955, Résumé n° 106.

(3) Cette question sera développée dans une publication ultérieure.

(4) Cette conclusion est comparable à celle de R. BALTZY, E. LORZ et F. M. SMITH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 625.

(5) Ch. Hung Chang (*Thèse*, Wayne State University, 1959), obtient des résultats analogues (Communication privée du Professeur Stevens).

(6) H. E. ZIMMERMAN, *J. Org. Chem.*, 20, 1955, p. 549.

(7) G. DARZENS et H. ROST, *Comptes rendus*, 153, 1911, p. 773.

(8) W. B. WRIGHT *J. Org. Chem.*, 24, 1959, p. 1362.

(9) Les points de fusion sont pris au banc Köfler. Ils sont corrigés.

(*C. N. R. S.*, 25, *boulevard Saint-Jacques, Paris*, 15e.)

MINÉRALOGIE. — *Sur l'existence de giobertite e de dolomite dans des concrétions du type « mondmilch »*. Note (*) de Mlle **Thérèse Pobeguin**, présentée par M. Jean Lecomte.

Des échantillons de mondmilch ont montré qu'il était possible d'observer, dans ces formations blanches microcristallines à éléments très fins, la présence, simultanée ou non, de giobertite, de dolomite, de huntite et d'aragonite.

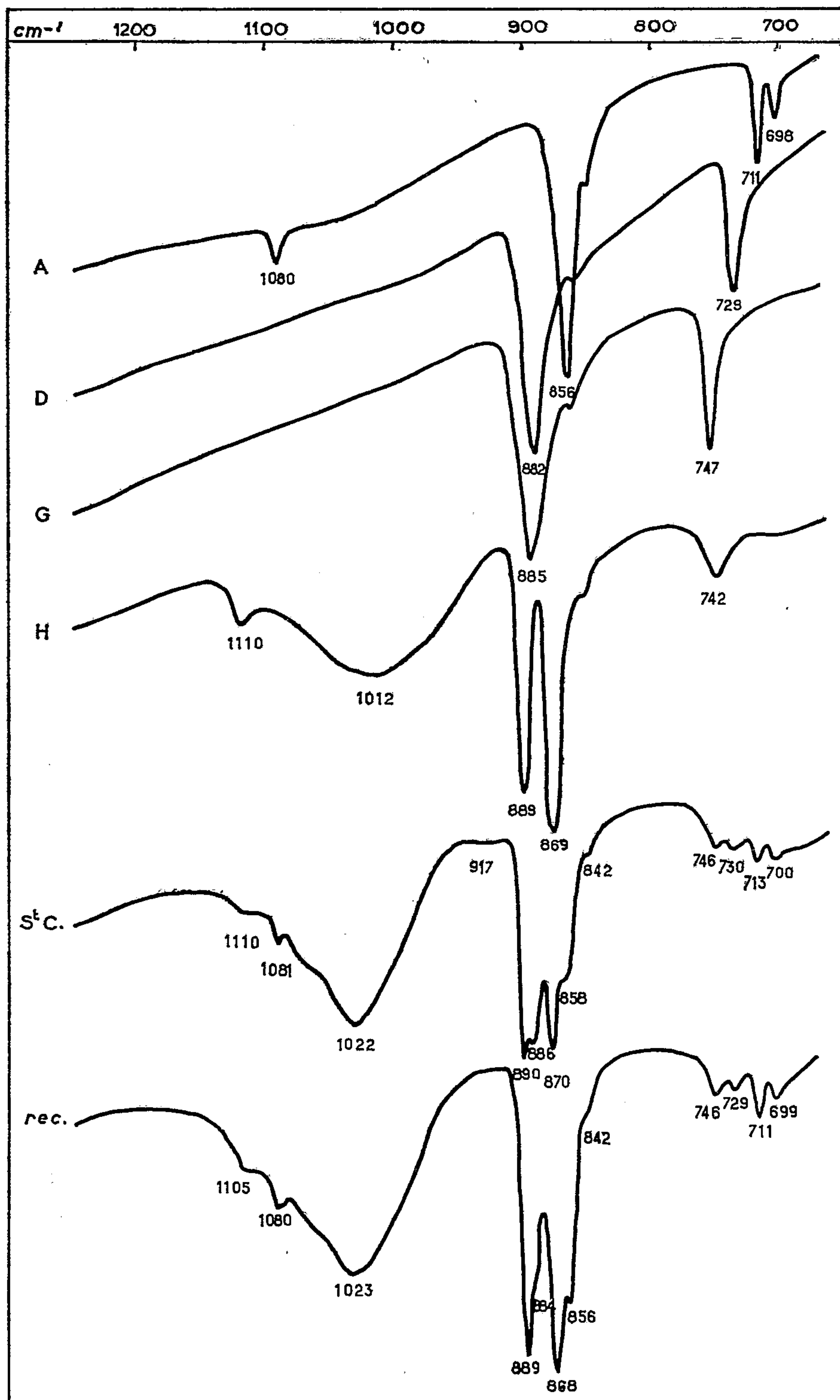
Dans la grotte de Saint-Cézaire (Alpes-Maritimes), creusée dans des calcaires dolomitiques du Jurassique, de petites concrétions calcaires, recouvertes en certains points de cette poudre blanche à grains extrêmement fins qu'est le mondmilch, ont été récoltées par M. le Professeur B. Gèze et se sont révélées particulièrement intéressantes.

L'étude en a été faite plus spécialement dans l'infrarouge ([1]) à l'aide d'un spectrographe Perkin-Elmer 21 à double faisceau équipé d'un prisme en chlorure de sodium; les spectres ont été enregistrés dans la région de 2 000 à 650 cm^{-1} (5 à 15 μ).

Dans les grottes purement calcaires, le mondmilch est en général calcitique; dans les grottes dolomitiques, il peut être formé soit de calcite, soit d'hydromagnésite, soit, comme à La Clamouse (Hérault), de huntite [$Mg_3Ca(CO_3)_4$] ([2]). Sa composition est différente à Saint-Cézaire.

Un premier échantillon est constitué par un petit massif d'aiguilles d'aragonite bien cristallisées et transparentes; un revêtement poudreux blanc du type mondmilch empâte l'extrémité du bouquet. Le spectre infrarouge de cette poudre montre qu'il s'agit d'un mélange de giobertite et d'aragonite, la giobertite prédominant. Un diagramme Debye-Scherrer confirme ce fait et révèle de plus que la giobertite est très finement cristallisée, alors que l'aragonite est en fragments cristallins beaucoup plus gros : cette dernière provient, selon toute vraisemblance, des pointes d'aiguilles cassées du bouquet servant de substratum au mondmilch qui est très probablement uniquement magnésien.

Un second échantillon se présente comme un nodule massif à structure concentrique formé par un mélange de calcite et d'aragonite, nodule recouvert lui aussi d'une poudre blanche. Le spectre infrarouge de ce produit montre de nombreuses bandes : St C. sur la figure. Les quatre premiers spectres, reproduits dans leur partie la plus caractéristique située entre 1200 et 650 cm^{-1}, sont des spectres de référence : aragonite (A), dolomite (D), giobertite (G) et huntite (H). Sur le spectre du mondmilch (St C.), on peut remarquer la présence de tous les corps précédents : bandes de 1080, 858, 713 et 700 cm^{-1} pour l'aragonite; 1110, 890 et 870 cm^{-1} pour la huntite; la bande de 886 cm^{-1} correspond à la grande bande de la dolomite et de la giobertite, superposées; la bande de 746 cm^{-1} appar-


cm⁻¹
1200
1100
1000
900
800
700
A
D
G
H
Sᵗ C.
rec.
1080
698
711
729
856
882
747
885
742
1110
1012
889
869
917
842
746 730 713 700
1110
1081
1022
858
886
890 870
842
746 729 711 699
1105
1080
1023
884
856
889
868

tient à la huntite et à la giobertite (très peu de cette dernière); la bande de 730 cm^{-1} représente une bande de dolomite; les bandes de 1022 et 916 cm^{-1} sont des bandes d'illite, masquant la bande faible de 1012 de la huntite. Le spectre suivant (*rec.*) correspond à la reconstitution artificielle du mondmilch à partir de ses éléments : le mélange comprend environ 35 à 40 % de huntite, 35 à 40 % d'aragonite, 15 à 20 % de dolomite, 5 à 10 % de giobertite et 2 à 5 % d'illite. Suivant les endroits de la concrétion, le mondmilch présente d'ailleurs de légères variations dans les proportions de ses constituants. Il n'y a pas de débris du nodule substratum dans la poudre étudiée, puisqu'on n'y observe pas de calcite. Un diagramme de rayons X n'apporterait ici aucune précision, vu le nombre des corps en mélange et leur différence de cristallinité (l'illite n'apparaîtrait pas).

Des « mondmilch » de ce type ne peuvent, en aucun cas, être considérés comme des produits de décomposition ou de dégradation du substratum, étant donné leur différence de composition chimique. En effet, on trouve de l'hydromagnésite sur de la calcite à Moulis (Ariège), de la huntite sur des buissons coralliformes de calcite à La Clamouse, de la giobertite sur des aiguilles d'aragonite à Saint-Cézaire, etc.

Dans les cavernes, les sels de calcium solubles précipitent le plus souvent sous forme de $CaCO_3$ (calcite ou aragonite, en mélange ou non), alors que les sels solubles de magnésium, qui les accompagnent dans les grottes dolomitiques, précipitent de préférence à la périphérie des concrétions calcaires, ou sur l'argile, sous forme de $MgCO_3$ pur (hydromagnésite ou giobertite) ou de sels doubles (huntite ou dolomite), voire même en mélange, comme c'est le cas à Saint-Cézaire.

Ainsi la giobertite, de même que la dolomite et la huntite, peuvent avoir dans certains cas une origine sédimentaire et précipiter dans les conditions ordinaires de température et de pression.

(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 92.

MINÉRALOGIE. — *Sur les complexes d'adsorption formés en milieu acide entre la montmorillonite-H et certains acides aminés : Leur structure.* Note (*) de Mme **Odette Sieskind**, présentée par M. Jean Wyart.

La préparation de divers complexes formés à pH 2 entre la montmorillonite-H et des acides aminés a été décrite antérieurement ([1]).

Les produits étudiés et leur teneur en acide aminé sont indiqués dans le tableau; ces produits ont été préparés en mettant la solution d'acide aminé en contact avec des agrégats orientés de montmorillonite-H (plaquettes). La texture de l'argile ne modifiant pas les propriétés d'adsorption, nous avons utilisé les plaquettes pour l'obtention de clichés de diffraction de rayons X car elles présentent l'avantage de renforcer les réflexions (00 *l*). La position des réflexions (00 *l*) ne dépend pas seulement de l'encombrement du cation interfoliaire; elle varie avec la quantité d'eau fixée et avec sa répartition entre les feuillets; dans le cas où ces complexes peuvent s'hydrater, elle est fonction de l'humidité relative du milieu.

Une première série de diagrammes a été obtenue à l'air (humidité relative environ 50 %). La position des maximums de réflexion est indiquée dans le tableau. Quelles que soient la teneur et la nature de l'acide aminé. on observe aux erreurs d'expérience près, les quatre ordres successifs correspondant à la période suivant la normale aux feuillets :

$$d_{001} = 12,9 \pm 0,4 \text{ Å}.$$

Cette période représente la somme des épaisseurs du feuillet élémentaire (9,6 Å) et de la distance interfoliaire ($\Delta = 3,3 \pm 0,4$ Å).

Dans le cas des complexes saturés en acide aminé (90 méquiv-g fixé) la valeur de Δ est indépendante de l'humidité du milieu. En effet, les diagrammes de rayons X des différentes plaquettes en équilibre avec un milieu à 100 % d'humidité relative donnent des résultats identiques à ceux du tableau. Il en est de même après traitement des échantillons à la glycérine.

L'analyse thermopondérale permet de vérifier que ces substances ne contiennent pas d'eau interfoliaire. La valeur de Δ correspond donc à l'encombrement d'une couche d'ions $[HOOC—R—NH_3)^{++}$.

Pour les complexes montmorillonite-acide α aminé, étudiés à l'air, la périodicité le long de la normale aux feuillets est pratiquement la même que dans les cas précédents. Nous supposons que les cations organiques sont également logés entre les feuillets. S'il en est ainsi, le gonflement de ces complexes en présence de solvants polaires tels que l'eau ou la glycérine doit diminuer avec la quantité d'acide aminé adsorbé. C'est effectivement ce qu'on vérifie : La montmorillonite ayant fixé 15 méquiv-g

d'alanine gonfle dans l'eau et la glycérine; le même complexe, plus riche en acide aminé (¹) (47 méquiv-g fixés) ne laisse plus pénétrer ni eau ni glycérine entre les feuillets; d_{001} reste égal à 12,8 Å.

Diagrammes de diffraction obtenus avec les complexes organiques de la montmorillonite.

Nature du complexe.	Acide aminé ads. pour 100 g M^t calc. 1000°C pour 6.10^3 méquiv-g acide aminé offerts (méquiv-g).	sin θ. Radiation utilisée : Cu—Kα.
M^t-H + acide α aminé en C_2 (glycocolle)........	60	0,063-0,126-0,186-0,248
» + » α » C_3 (alanine)...........	15	0,061-0,124-0,181-0,246
» + » α » C_4....................	20	0,058-0,123-0,181-0,245
» + » α » C_5....................	25	0,060-0,126-0,181-0,245
» + » β » C_4....................	90	0,057-0,118-0,175-0,236
» + » γ » C_4....................	90	0,059-0,112-0,177-0,240
» + » ε » C_6....................	90	0,059-0,119-0,176-0,240
M^t-H d'origine..............................	–	0,050-0,148 0,250

La montmorillonite glycocolle (60 méquiv-g fixés) est hydrophobe, mais la glycérine plus polaire que l'eau peut écarter les feuillets.

Les acides α aminés sont donc également logés entre les feuillets de l'argile. Mais ils y sont accompagnés de molécules d'eau, l'ensemble cations-eau ne formant qu'une couche monomoléculaire d'épaisseur $\Delta = 3,3$ Å. La présence de faibles quantités d'acide aminé suffit donc pour imposer à l'argile un seul type d'hydratation dans un milieu à 50 % d'humidité relative.

Le complexe formé entre la montmorillonite et le glycocolle nécessite une remarque : la période $d_{001} = 12,4$ Å est inférieure à celle de tous les autres produits étudiés; comme l'avait déjà signalé Talibudeen (²), l'encombrement des cations correspondants est donc plus faible que celui des autres acides aminés. En effet, dans le glycocolle l'atome de carbone portant les deux groupements fonctionnels n'est lié qu'à deux atomes d'hydrogène, alors que pour les autres acides α aminés, un de ces atomes d'hydrogène est remplacé par une chaîne carbonée. La molécule de glycocolle peut donc prendre une configuration plus plane. C'est la raison qui permet d'expliquer pourquoi le glycocolle est mieux adsorbé que ses homologues supérieurs de même basicité et de plus fort poids moléculaire.

(*) Séance du 21 mars 1960.
(¹) O. Sieskind, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2228.
(²) O. Talibudeen, *Trans. Far. Soc.*, 1955, p. 583.

PÉTROGRAPHIE. — *Sur les teneurs en sodium et en potassium des verres granitiques : obsidiennes et rétinites.* Note de MM. **Jacques Cheneraux**, **Pierre Bordet** et **Germain Sabatier**, présentée par M. Jean Wyart.

Étude statistique de la répartition des teneurs en sodium et potassium dans les verres granitiques.

Dans une précédente Note [1], l'un de nous a montré le caractère échangeable des ions alcalins et alcalino-terreux dans les verres granitiques et, dans le cas particulier des équilibres d'échange des ions Na et K, le comportement différent des obsidiennes et des rétinites.

1. Cette étude permet de mieux comprendre les variations des teneurs en sodium et en potassium que présentent ces roches dans la nature.

Nous désignerons par R le rapport suivant :

$$R = \frac{\text{nombre d'atomes de sodium dans la roche}}{\text{nombre d'atomes de sodium et de potassium dans la roche}},$$

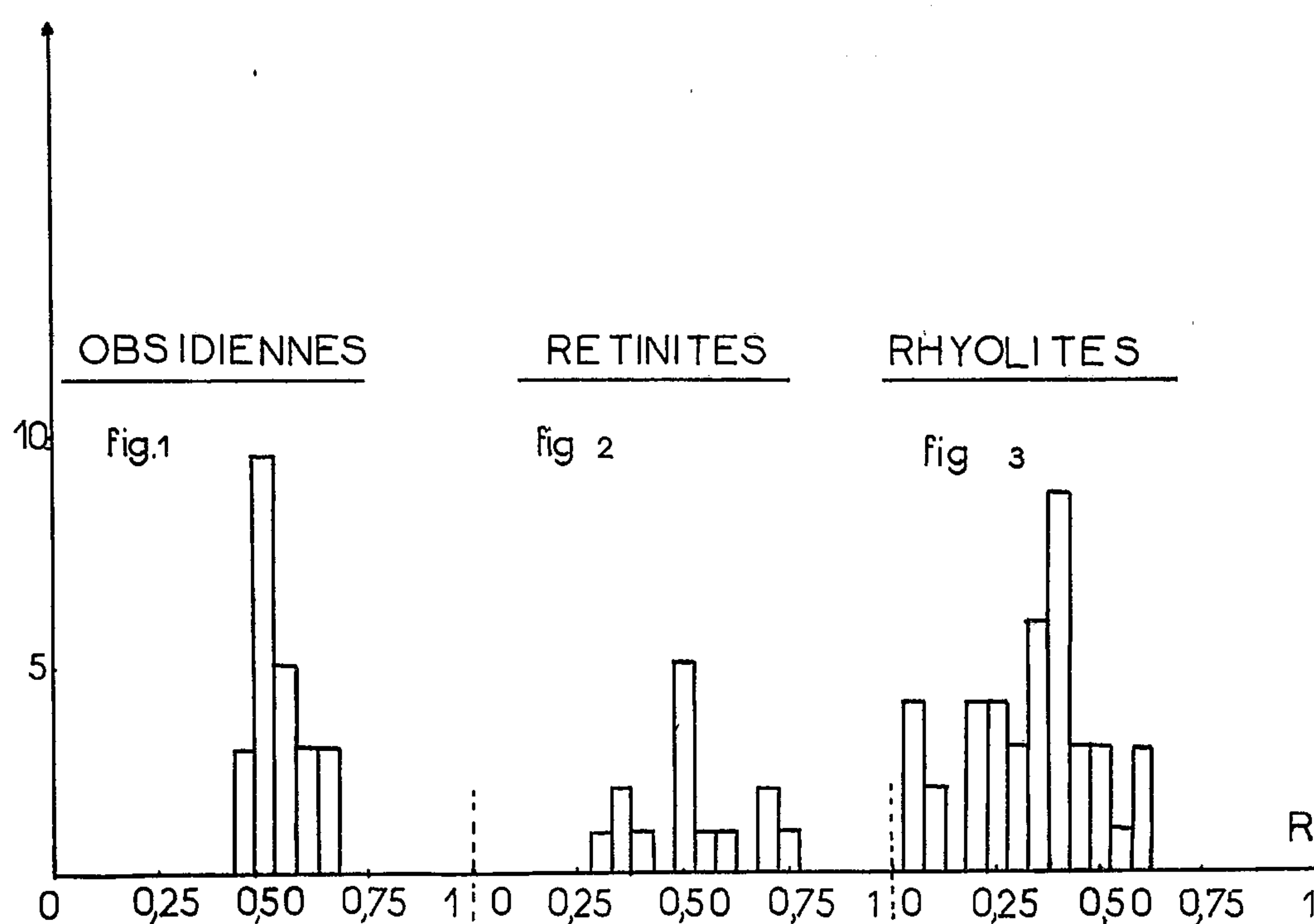
R varie de o, si la roche ne contient pas de sodium, à 1, si elle ne contient pas de potassium.

a. Dans le cas des obsidiennes nous avons montré que des variations considérables des teneurs en sodium et en potassium du milieu ne produisent que des variations infimes de la composition de la roche, R restant toujours très voisin de 0,5. C'est seulement dans des solutions où le potassium est considérablement plus abondant que le sodium, ou *vice versa*, que R s'écarte de cette valeur. Des compositions aussi extrêmes sont peu probables dans la nature. Aussi peut-on s'attendre à ce que les obsidiennes soient caractérisées par un rapport R voisin de 0,5. Pour vérifier cette hypothèse nous avons calculé ce rapport pour les 22 analyses d'obsidiennes qui figurent dans l'Ouvrage de J. P. Iddings, *Igneous Rocks* et celui de A. Johannsen, *A Descriptive Petrography of the Igneous Rocks* (t. 2) auxquelles nous avons joint les analyses des deux obsidiennes ayant servi aux expériences précédemment citées. Ces données ont servi à construire l'histogramme (*fig.* 1). Le groupement aux environs de R = 0,5 apparaît immédiatement.

b. Pour les rétinites l'expérience montre que R varie de façon beaucoup plus marquée avec la composition du milieu. Toutefois des valeurs de R voisines de o ou de 1 ne peuvent se produire que si la roche est en contact avec des solutions exceptionnellement riches en sodium ou en potassium. Dans la nature, les rétinites doivent donc être caractérisées par des valeurs de R groupées en gros autour de 0,5 mais d'une façon beaucoup moins nette que dans le cas précédent. Ce fait apparaît clairement sur l'histo-

gramme (*fig.* 2) construit à l'aide des 12 rétinites dont les analyses sont données dans les Ouvrages précédemment cités auxquelles nous avons joint les deux rétinites ayant servi à nos recherches expérimentales.

c. A titre de comparaison nous avons construit un histogramme analogue, pour 43 rhyolites dont les analyses ont été prises au hasard dans les Ouvrages cités ci-dessus. Dans ces roches, qui sont partiellement dévitrifiées avec formation de cristaux de feldspaths alcalins, le rapport R est régi par les équilibres intéressant à la fois la partie vitreuse et les cristaux. Or, on sait que ces derniers sont toujours très riches en potassium (orthose), l'albite ne pouvant apparaître que si en cours de cristallisation la teneur



en sodium du milieu excédait considérablement la teneur en potassium [2]. L'histogramme (*fig.* 3), obtenu pour les rhyolites, reflète ces deux tendances. Les valeurs de R sont ici comprises entre une valeur voisine de o et o,6.

2. Notre étude peut également expliquer les variations des teneurs en sodium et potassium à l'intérieur d'une même coulée. Par exemple, la rétinite de la Colle de la Motte (Esterel), dont la composition chimique aberrante a été l'origine des expériences rapportées ci-dessus, présente des anomalies dont il semble possible de rendre compte.

Sur le terrain, et pour autant qu'on puisse s'en faire une idée, on trouve successivement de haut en bas dans la coulée de pyroméride de l'Esterel, trois zones dont les compositions chimiques sont approximativement les

suivantes ([3]) :

	K_2O	Na_2O
1. Pyroméride normale....................	5,3 à 6,3 % ([a])	0,3 à 0,6 %
2. Pyroméride à gros sphérolites radiés d'orthose............................	6,4 à 7,9	2,4 à 2,5
3. Pyroméride dévitrifiée ou rétinite ([b]).....	3,3 à 4,2	2,1 à 4,4

([a]) Des valeurs plus élevées se rencontrent parfois.

([b]) Ces dernières reposent sur un sol antérieur à la coulée et contenant des débris de végétaux flottés, probablement un ancien fond de lac.

Il semble bien que la formation de la rétinite résulte de l'histoire suivante : la lave a d'abord été trempée et transformée en verre. Elle a ensuite subi un recuit sous pression de vapeur d'eau. Cette vapeur d'eau contenait du chlorure de sodium d'où déplacement du potassium et remplacement de celui-ci par le sodium. Le potassium déplacé s'est accumulé au-dessus de la zone restée vitreuse et y a provoqué une cristallisation exubérante d'orthose. Une confirmation de cette interprétation se trouve dans le fait que l'analyse chimique a décelé une quantité non négligeable de chlorure de sodium dans le verre (8 % du sodium total existe sous forme de NaCl).

La roche de l'Esterel serait donc un exemple typique de rétinite formée par le mécanisme 3 envisagé dans une précédente Note ([4]).

([1]) J. Chenebaux, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1046.

([2]) J. Wyart et G. Sabatier, *Bull. Soc. franç. Minér. Crist.*, 79, 1956, p. 444-448.

([3]) P. Bordet, *Étude Géologique et Pétrographique de l'Estérel* (*Mém. Carte géol. Fr.*, 1951).

([4]) J. Chenebaux, P. Bordet et G. Sabatier, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1679.

GÉOLOGIE. — *Sur le Trias supérieur du bassin de Carentan (Normandie).* Note (*) de MM. **Claude Pareyn** et **Claude Larsonneur**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La découverte d'un gisement fossilifère dans les argiles rouges, réputées permiennes, du bassin de Carentan, révèle que ces formations, jusqu'à présent azoïques, appartiennent en réalité à la fin du Trias (probablement au Keuper supérieur).

Le bassin de Carentan renferme un puissant complexe de couches rouges qui surmonte les séries houillères reconnues par les exploitations du Plessis et de Littry [1] et par les sondages profonds implantés entre ces deux gisements : Lison, Saint-Fromond (Port-Ribet) et Le Mesnil-Véneron [2]. Entre Le Molay-Littry et Falaise, une assise de cailloutis et de graviers à stratification entrecroisée est intercalée entre ces couches rouges et les premiers horizons calcaires du Lias. Dans la conception stratigraphique régionale, ils représentent le Trias. Par extension, la carte géologique feuille Saint-Lô) rapporte également au Trias les sables argileux et les cailloutis qui, dans la dépression de Carentan, sont répandus à la surface des couches rouges. Ces dernières sont rangées dans le Permien, attribution fondée à la fois sur le faciès et sur l'existence d'une faune d'âge Autunien supérieur, découverte à Port-Ribet dans des niveaux compris entre 385 et 452 m de profondeur. Les affleurements, par contre, n'avaient jamais livré de fossiles.

Cette lacune est maintenant comblée grâce à la découverte d'un gisement fossilifère à Airel (Manche), qui révèle que les vastes surfaces cartographiées en Permien sont d'âge plus récent, *vraisemblablement Keuper supérieur.* Par voie de conséquence, la position stratigraphique des cailloutis antérieurs à la transgression liasique est mieux située; toutefois, l'absence d'argument paléontologique ne permet pas encore d'en fixer l'âge exact. Il apparaît, d'autre part, que les surfaces cartographiées en Trias dans la dépression de Carentan sont, en majeure partie, des formations quaternaires dans lesquelles ces cailloutis sont remaniés.

1. Le complexe des argiles rouges de Carentan. — Il comporte deux ensembles :

a. à la base : une assise homogène d'argiles plastiques rouge vif, qui affleurent dans les parties basses de la dépression (marais de Baupte, de Carentan et de Graignes) et qui, ayant débordé vers le Sud le cadre du bassin, reposent directement sur les marges du socle ancien;

b. au-dessus, une assise supérieure hétérogène [3], dont les lambeaux constituent les buttes de Montmartin-en-Graignes, de Neuilly-la-Forêt et d'Airel : elle est constituée par des argiles rouges à faciès identique, dans lesquelles s'intercalent des lentilles de sables fins ou de grès, et des horizons lenticulaires de calcaires sublithographiques et de conglomérats

à ciment calcaire se rapportant à deux types pétrographiques : soit des conglomérats à galets empruntés au massif ancien (quartzites, quartz filoniens, roches volcaniques éruptives); soit des conglomérats argilo-calcaires à galets de boue, qui renferment en abondance des troncs d'arbres transformés en lignite (Airel, Saint-Fromond).

Le bassin de Carentan était alors le siège d'une sédimentation argileuse qui, par endroits, se chargeait en sables fins. Dans d'autres secteurs, l'accroissement de la teneur en carbonate de calcium déterminait la précipitation de boues calcaires. Périodiquement, cette sédimentation tranquille était troublée par l'irruption de matériaux empruntés aux reliefs avoisinants ou aux rives desséchées du bassin. Après ces débâcles, la sédimentation fine reprenait son cours.

Un conglomérat lenticulaire à galets de boue, intercalé dans les argiles exploitées à Airel, renferme des poissons entiers, associés à un ensemble paléontologique dont l'inventaire actuel est le suivant :

Faune. — Des Gastéropodes et des Lammellibranches apparentés aux Anthracosidés et aux Myalinidés. Ces coquilles montrent une très grande variabilité de la forme, ce qui, selon Hind [4], Trueman et Weir [5], est un caractère lié aux espèces d'eau douce. Il y a aussi des Ostracodes se rapportant au genre *Darwinula* Brady et Roberson (dét. M. Grékoff).

Le gisement a fourni également des vertèbres cervicales et dorsales d'un reptile dont la taille devait atteindre 3 m de longueur. Enfin, les poissons constituent l'intérêt majeur de ce gisement : certains ont été imprégnés de CO_3Ca, ce qui a permis une conservation entière, avec préservation des deux faces. Pour l'instant, une dizaine d'échantillons recueillis, appartiennent tous à un même genre : *Semionotus* sp. (dét. J. P. Lehman). Leur conservation exceptionnelle, notamment le squelette de la tête et les nageoires, permettra de définir ultérieurement les caractères anatomiques et spécifiques de ces poissons.

Flore. — Certains fragments de troncs, plus ou moins calcifiés et pyritisés, ont conservé leur structure cellulaire, qui est celle d'un bois de Gymnosperme. Le lavage du sédiment dans lequel sont inclus les poissons a livré quelques oogones de *Chara.* Enfin, les passées gréseuses renferment une microflore assez riche, comprenant surtout des grains de pollen de Gymnospermes (*Classopollis* sp. Couper), associées à quelques spores trilètes ornées appartenant à des Ptéridophytes.

Malgré leur abondance et leur bon état de conservation, les Lamellibranches et les Gastéropodes n'apportent pas de précisions stratigraphiques. Leur association avec les *Darwinula* (Ostracodes d'eau douce) suggère que le milieu était lacustre (ou à la rigueur lagunaire), comme il l'avait été pendant l'Autunien. Mais les poissons et le grand reptile sont incompatibles avec un âge permien. *L'argument le plus probant est fourni par la microflore de Gymnospermes, qui exclut l'hypothèse d'un âge triasique inférieur, et indique le Keuper supérieur-Rhétien* (détermination et précisions de M. de Jekhowsky).

2. Les conglomérats et les cailloutis. — L'apparition des lentilles

conglomératiques dans la partie supérieure des argiles de Carentan a été le prélude d'une phase de sédimentation grossière à caractère fluviatile et torrentiel, généralisée sur l'ensemble du bassin, qui s'est achevée par un épandage de cailloutis et de graviers demeurés meubles. Aussi, les deux formations sont difficilement séparables, notamment dans les buttes de Montmartin-en-Graignes et de Neuilly-la-Forêt.

En marge de la cuesta secondaire, ces cailloutis sont restés en place, protégés par la couverture jurassique. Dans l'échancrure du Bassin de Carentan, par contre, ils ont été plus ou moins dispersés par l'érosion, une fois disparue leur carapace protectrice. L'examen d'une tranchée récemment ouverte dans la localité les Oubeaux est particulièrement significative, car elle recoupe ces cailloutis réputés triasiques sur une grande hauteur. Or, on peut observer dans ces graviers et galets, non seulement des paquets d'argile rouge remaniée, mais aussi de volumineux blocs de calcaire hettangien et de silex jurassiques. En bien d'autres points, l'existence de festons de cryoturbation, de phénomènes de solifluxion, leur répartition à des altitudes variables montrent que la disposition actuelle de ces cailloutis résulte, dans la plupart des cas, d'un remaniement récent, probablement quaternaire.

Conclusions. — La stratigraphie du bassin de Carentan s'enrichit ainsi d'une importante donnée nouvelle. Il est maintenant établi que ce bassin renferme deux ensembles de formations rouges d'âge différent : l'une, constituée surtout par des roches cohérentes (schistes et grès), appartient à l'Autunien supérieur et repose en concordance sur les séries houillères; l'autre, caractérisée par des argiles plastiques, se rapporte au Trias le plus élevé. Mais la limite entre ces deux ensembles reste encore imprécise, notamment dans le secteur d'Airel-Saint-Fromond où les couches intermédiaires atteignent une épaisseur de plus de 300 m. Toutefois, l'hypothèse d'une sédimentation continue entre l'Autunien et le Keuper apparaît peu vraisemblable, d'autant plus qu'on perçoit une certaine indépendance dans la répartition des deux formations : en effet, les séries autuniennes s'ennoient nettement d'Est en Ouest, tandis que les argiles rouges s'étalent uniformément sur l'ensemble du bassin et sur sa bordure. Ce phénomène serait la conséquence du grand mouvement de transgression du Keuper supérieur, dont J. Ricour ([6]) a montré l'extension dans les secteurs occidentaux du bassin de Paris.

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) Cl. Pareyn, *Publ. du B. R. G. G. M.*, n° 14, 1954.

([2]) A. Bigot et P. Pruvost, *Bull. Soc. Linn. Norm.*, 7e série, 8, 1925, p. 25.

([3]) Cl. Pareyn et Cl. Larsonneur, *Bull. Soc. Linn. Norm.*, 9e série, 10, 1959.

([4]) *Paleont. Soc.*, 1894-1896, p. 37.

([5]) *Paleont. Soc.*, 1946-1956, p. xv.

([6]) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 7e série, 1, 1959, p. 3.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Caen.*)

GÉODYNAMIQUE. — *Tensions engendrées dans la Terre par des sources de chaleur inégalement réparties.* Note de MM. **Georges Jobert** et **Jean Le Mouël**, présentée par M. Charles Maurain.

On fait parfois appel pour expliquer l'orogénèse péricontinentale à l'action de tensions horizontales existant entre les blocs de structure continentale et océanique [1]. Une partie de ces tensions pourrait provenir du gradient thermique horizontal dû à l'inégale répartition des sources de chaleur dans les couches superficielles du Globe. La complexité de la forme des blocs, nécessaire dans un schéma un peu réaliste, oblige à employer, dès le départ, des méthodes numériques. L'inconvénient de ces dernières se fait sentir lorsqu'on cherche à déterminer les variations de l'effet calculé dues à un changement de la valeur des paramètres. Aussi a-t-il semblé utile d'obtenir les formules théoriques complètes dans un cas très simple.

On supposera la structure cylindrique et l'on étudiera les déformations dans une section droite. Le corps sera supposé élastiquement homogène, borné par un plan et contenant un cylindre hémicirculaire limité par ce plan, où sont distribuées uniformément des sources de chaleur. L'indice 1 sera affecté aux paramètres concernant le demi-cercle de centre O, de rayon a. On utilisera des coordonnées polaires (r, θ) de centre O, l'axe Oy étant vertical orienté vers le bas.

Nous considérerons d'abord l'état de régime dans lequel un flux de chaleur uniforme φ provient de la zone y infini. Si l'on suppose nulle la production de chaleur, la différence des conductibilités k et k_1 produit une perturbation dans la répartition des températures définie par

$$t_1 = B_1 r \sin\theta, \qquad t = B r \sin\theta + C r^{-1} \sin\theta,$$

avec

$$B_1 = 2\varphi(k + k_1)^{-1}, \qquad B = \varphi k^{-1}, \qquad C = (k - k_1) B a^2 (k + k_1)^{-1}.$$

Dans un milieu homogène à frontière libre et sans source de chaleur, on peut poser $t = \operatorname{Re} F'(z)$, $z = x + iy$, $F(z)$ étant une fonction analytique de z; la solution de l'équation de la thermoélasticité $\vec{u}(u, v)$ quand on néglige les variations de t dues à la déformation est définie par

$$u + iv = m F(z), \qquad \text{avec} \quad m = (3\lambda + 2\mu)\alpha[2(\lambda + \mu)]^{-1},$$

λ et μ étant les paramètres de Lamé, α le coefficient de dilatation linéaire supposés constants. Toutes les tensions dans le milieu sont alors nulles (si l'on fait abstraction comme ici des pressions dues à la pesanteur). Mais dans un milieu hétérogène, une telle solution présente des discontinuités du déplacement et nous rechercherons plutôt comme dans [2] une solution

particulière de l'équation de la thermoélasticité sous la forme $\vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}}\, W$. On a

$$\Delta W = st = (3\lambda + 2\mu)(\lambda + 2\mu)^{-1}\alpha t \qquad (s = s_1).$$

La continuité des tensions et des déplacements pour $r = a$ est réalisée si l'on prend

$$W_1 = \frac{s}{8} B_1 r^3 \sin\theta,$$
$$W = \frac{s}{8}\left[B r^3 \sin\theta + C \sin\theta\left(a^2 r^{-1} + 4 r L\frac{r}{a}\right)\right].$$

Une telle solution ne satisfait pas la condition d'absence de tension à la surface. On obtient la solution complète en lui retranchant le déplacement élastique qui provoque en surface la même répartition des tensions. Ce problème est résolu, mais les formules obtenues sont assez complexes et nous ne les donnerons pas ici. La différence des tensions principales, τ, pour $r = a$, est de l'ordre de $C\mu s a^{-1}$. Nous prendrons un flux φ de 1.10^{-6} C. G. S., des conductibilités $k_1 = 5.10^{-3}$, $k = 6.10^{-3}$ C. G. S., $\lambda = \mu = 10^{12}$, $s = 5\,\alpha/3 = 10^{-5}$ C. G. S. Dans ces conditions τ est de l'ordre de $10^2 a$. Notre schéma est évidemment mal adapté pour représenter la croûte sous un continent. Mais en prenant une épaisseur de 50 km pour a, on trouve 5.10^8 C. G. S. comme ordre de grandeur pour la tension différentielle.

Examinons maintenant le cas d'une conductibilité uniforme ($k = k_1$), le gradient thermique provenant seulement des sources de chaleur réparties dans le cylindre et telles que la production de chaleur soit $4\,Ak_1$ C. G. S./ml. La perturbation apportée dans le milieu indéfini décroît certainement avec la distance à O. Aussi ce n'est pas la répartition simple définie par

$$t_1 = A(a^2 - r^2), \qquad t = -2Aa^2 L\frac{r}{a}$$

qui sera réalisée. Mais la linéarité du problème permet de considérer séparément les effets dus à une telle répartition et à la répartition complémentaire qui annule la perturbation à l'infini. La remarque faite plus haut sur les solutions en milieu homogène nous montre que cette dernière répartition ne modifiera pas les tensions dues à la première, que nous considérerons désormais seule. La continuité des tensions et des déplacements est réalisée si l'on prend

$$W_1 = \frac{s}{16} A r^2 (4a^2 - r^2),$$
$$W = \frac{s}{4} A a^2 \left[2r^2 - (a^2 + 2r^2) L\frac{r}{a}\right].$$

Sur le demi-cercle $r = a$ la différence des tensions principales τ est de l'ordre de $4\,\mu s A a^2$. Nous prendrons $4\,Ak_1 = 2.10^{-13}$ C. G. S. Avec les

valeurs numériques précédentes, τ est de l'ordre de $4.10^{-4}.a^2$, soit pour $a = 50$ km, 10^{10} C. G. S.

On peut enfin évaluer les tensions engendrées par la différence des températures à la même profondeur sous les océans et sous les continents. Nous prendrons pour simplifier deux quarts d'espace de conductibilité k et k_1, limités par des demi-plans portés respectivement à 0^0 et à t_0. On trouve que la différence des tensions dans la zone de contact est de l'ordre de

$$2st_0(k-k_1)\mu[\pi(k+k_1)]^{-1},$$

soit avec les valeurs déjà utilisées : $4.10^5.t_0$. La valeur de t_0 peut être prise égale à φhk^{-1} à une profondeur h de l'ordre de 5 km, soit environ 100^0. Cet effet, qui devrait d'ailleurs être combiné avec le premier étudié, dans un schéma plus convenable, est donc le plus faible de ceux qui ont été envisagés ici.

Ces résultats montrent que les ordres de grandeur des tensions différentielles dues à l'hétérogénéité des sources de chaleur et des coefficients thermiques, sont assez grands pour être pris en considération, et ils encouragent à rechercher une représentation améliorée de la structure continentale.

(¹) L. GLANGEAUD, *Rev. Géog. phys. Géol. dyn.*, 1, 1957, p. 200-220.
(²) G. JOBERT, *Ann. Géophys.*, 16, 1960, p. 1.

OCÉANOGRAPHIE. — *Remarques sur la relation entre l'oxygène et le phosphore minéral dissous en mer de Corail.* Note (*) de M. **Henri Rotschi**, présentée par M. Louis Fage.

Il existe en mer de Corail une corrélation significative entre la consommation apparente de l'oxygène dissous et la concentration en phosphate. Cependant, les coefficients de corrélation obtenus présentent des variations saisonnières et les coefficients de régression diffèrent de ceux qu'on rencontre en Atlantique.

On a calculé la relation qui existe, en certaines régions du Pacifique, entre le phosphore minéral dissous et l'oxygène dans les couches où la consommation de ce gaz par respiration et autres processus métaboliques excède sa production par photosynthèse. En mer de Corail, plus spécialement dans le bassin des Nouvelles-Hébrides, les données utilisées sont celles collectées par l'*Orsom III*, navire de recherche de l'Institut Français d'Océanie (Rotschi, 1958 et 1959) [1]; dans la zone équatoriale du Pacifique, au sud des îles Hawaï, ce sont les observations du navire *H. M. Smith* (Cromwell et Austin, 1954) [2] qui ont été exploitées. Les concentrations de phosphate sont exprimées en microatomes-grammes par litre; celles de l'oxygène le sont en utilisation apparente qui est la différence entre la teneur observée et celle à saturation. On admet en général que dans les couches soustraites à l'action de la photosynthèse le déficit en oxygène est dû à l'oxydation de matière organique conduisant à une remise en solution de quantités de phosphore proportionnelles à celles de l'oxygène consommé et que tout le phosphore présent se trouve directement lié au déficit en oxygène. Les teneurs ainsi exprimées étant groupées par paires, on a calculé le coefficient de corrélation entre les deux variables.

Le tableau I résume pour les trois croisières de l'*Orsom III*, 56-5 en novembre 1956, *Astrolabe* en mai-juin 1958 et *Boussole* en novembre 1958, l'ensemble des résultats obtenus. N représente le nombre de paires utilisées pour le calcul, r est le coefficient de corrélation, z est la valeur correspondant à r du paramètre de Fisher, σ_z est l'écart type de z et P/O le rapport atome par atome du phosphore produit et de l'oxygène consommé.

Tableau I.

Croisières.	N.	r.	z.	σ_z.	P/O.
56-5	165	0,964	2,00	0,0780	1/197
Astrolabe	384	0,903	1,49	0,0512	1/186
Boussole	280	0,968	2,05	0,0601	1/152

Les trois coefficients de corrélation sont très significatifs au niveau de probabilité 0,05 puisque le rapport z/σ_z est dans tous les cas supérieur à 20. Par contre le rapport P/O diffère beaucoup de la valeur 1/270 à laquelle des considérations théoriques conduisent pour les eaux océaniques (Richards, 1957) [3], bien qu'il soit proche du rapport 1/180 trouvé par Redfield (1934) [4].

Il existe cependant, dans la valeur du coefficient de corrélation, des différences sensibles dont il serait intéressant de déterminer la signification. Le tableau II donne le résultat des calculs faits pour comparer entre eux les différents coefficients, dz étant la différence entre deux paramètres de Fisher et σ_{dz} l'écart type de cette différence.

TABLEAU II.

Croisières.	z.	dz.	σ_{dz}.	dz/σ_{dz}.
56-5	2,00	0,51	0,093	6
Astrolabe	1,49			
Astrolabe	1,49	0,56	0,079	7
Boussole	2,05			
56-5	2,00	0,05	0,098	1/2
Boussole	2,05			

On constate d'abord que du point de vue statistique les corrélations des croisières 56-5 et *Boussole* exécutées toutes deux en novembre, mais en des années différentes (1956 et 1958), sont identiques bien que les rapports P/O soient différents. Par contre, les différences entre les croisières 56-5 et *Astrolabe*, d'une part, cette dernière et *Boussole*, d'autre part, sont significatives.

On retrouve très exactement le même phénomène dans la région du Pacifique central comprise entre 25° Nord et 5° Sud, 155° Ouest et 175° Ouest étudiée par le navire américain de recherche *H. M. Smith*, en 1950 et 1951. Les résultats des observations de ce navire qui a exécuté trois croisières dans cette région, en des périodes différentes de l'année, ont été analysés de la même manière que ceux de l'*Orsom III*. Les tableaux III et IV résument pour ces croisières, n° 5 (juin-août 1950), n° 8 (janvier-mars 1951), n° 11 (août-octobre 1951), l'ensemble des résultats obtenus.

TABLEAU III.

Croisières n°.	N.	r.	z.	σ_z.	P/O.
5	358	0,946	1,80	0,0531	1/205
8	229	0,918	1,57	0,0665	1/208
11	167	0,944	1,77	0,0781	1/233

Le rapport P/O, ici aussi très inférieur au rapport théorique, est beaucoup plus proche, bien que supérieur, du rapport expérimental de Redfield. Les coefficients de corrélation, tous supérieurs à 0,9 sont significatifs au niveau de probabilité 0,05 puisque le rapport z/σ_z est supérieur à 20. Deux d'entre eux sont identiques, ceux des croisières 5 et 11 exécutées de juin à octobre, le troisième, celui de la croisière de janvier étant plus faible et nettement différent des deux autres comme l'indique le tableau IV.

Deux traits essentiels de la répartition au-dessous de la zone euphotique de l'oxygène et du phosphate dans ces régions du Pacifique sont donc à retenir. D'une part, les relations quantitatives entre ces deux corps sont

TABLEAU IV.

Croisières n°.	z.	dz.	σ_{dz}	dz/σ_{dz}.
5	1,80	0,23	0,085	3
8	1,57			
8	1,57	0,20	0,102	2
11	1,77			
5	1,80	0,03	0,094	1/3
11	1,77			

différentes de celles qui existent en Atlantique, et elles semblent varier avec la latitude. D'autre part, les facteurs biologiques et biochimiques influençant leur distribution, tels que composition du phytoplancton dont les détritus sont oxydés, libération de phosphate sans consommation d'oxygène, présence de phosphate « préformé », sont soumis selon toute apparence, à un cycle saisonnier.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) H. ROTSCHI, *O. R. S. T. O. M.*, I. F. O., Rapp. Sc. nos 5, 9 et 13.

(2) T. CROMWELL et T. S. AUSTIN, *U. S. Fish and Wildlife Serv. Spec. Sc. Rep.* Fish. 131, 1954.

(3) F. A. RICHARDS, *Progress in Physics and chemistry of the Earth*, 2, Pergamon Press, London, 1957.

(4) A. C. REDFIELD, *James Johnstone Mem. Vol.*, Univ. Press of Liverpool, 1934.

(*O. R. S. T. O. M. Institut Français d'Océanie, Centre d'Océanographie.*)

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Mesures interférométriques sur la raie verte de la lueur nocturne.* Note (*) de M. **Michel Perrin**, présentée par M. Jean Lecomte.

On décrit la constitution d'un interféromètre photoélectrique de Pérot et Fabry, destiné à l'étude de la raie 5 577 Å de la lueur nocturne ainsi que la méthode de dépouillement des interférogrammes; des mesures effectuées au Sahara montrent que les températures de la couche émissive sont comprises entre 175 et 235° K.

Une application intéressante de l'interféromètre de Pérot et Fabry à l'étude du ciel nocturne, et plus particulièrement à la mesure de la largeur Doppler de la raie O I 5 577 Å, permet de déterminer la température de la couche émissive intéressée et éventuellement le profil de la raie.

Après Babcock, le premier à s'intéresser à cette question en 1923, Wark et Stone [1], ont étudié les anneaux à l'infini par la voie photographique et ont trouvé une largeur de raie comprise entre 0,0125 et 0,0148 Å, soit une température comprise entre 155 et 231° K.

Nous supposons que l'élargissement de la raie est dû uniquement à la température (hypothèse logique, puisque la pression à 90 km d'altitude apparaît de l'ordre de 10^{-3} mm Hg) et que cette température reste assez élevée pour pouvoir négliger la largeur naturelle de la raie (ce que l'expérience confirme); dans ces conditions, on sait que la largeur de raie et la température se relient par l'expression

$$h = 7,16.10^{-7}\lambda\sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Nous avons utilisé un étalon de Pérot et Fabry déjà décrit par Karandikar [2], monté dans une enceinte, où il est possible de modifier la densité de l'air par variation de pression [méthode de Jacquinot et Dufour [3]]. Il s'agissait d'avoir un appareil facilement transportable, et, pour cette raison, le système de contrôle de pression d'air est ici un groupe de capsules manométriques situées dans l'enceinte et dont le déplacement se trouve amplifié par un levier; celui-ci porte à son extrémité un godet dont le contenu (Hg) peut entrer en contact avec deux pointes de platine; celles-ci ont un mouvement linéaire et uniforme, commandé par le moteur du millivoltmètre enregistreur mesurant le courant photoélectrique après amplification. Ces électrodes, montées en série avec une pile et le bobinage d'un relai, constituent un coupe-circuit et contrôlent le fonctionnement d'une vanne électromagnétique de rentrée d'air dans l'enceinte. On obtient ainsi avec un encombrement très réduit, un enregistrement automatique des anneaux à l'infini. L'exploration des franges se fait par un diaphragme comprenant un trou central et deux anneaux et isolant 0,125 ordre. La durée d'exploration d'un ordre demande 10 mn environ, la distance entre les lames de l'étalon a été fixée à 3 cm, ce qui permet à la fois la mesure

de la largeur de raie et la détermination de son profil. Un filtre interférentiel, de 100 Å de bande passante, isole la région spectrale intéressante.

La détermination du profil de raie s'effectue de la façon suivante [4]. Sur quelques ordres successifs, l'interférogramme obtenu peut être considéré comme une fonction périodique, pouvant être développée en une série de Fourier en cosinus (si la raie est symétrique); l'influence d'une courbure générale de l'étalon et du diamètre du diaphragme explorateur conduit alors à considérer des termes de la forme

$$\alpha_n = \frac{1}{2R^n}\,\frac{2\pi n\sigma_0\delta x}{\sin 2\pi n\sigma_0\delta x}\,\frac{2\pi n\psi\sigma_0}{\sin 2\pi n\psi\sigma_0}\,a_n,$$

où

R, pouvoir réflecteur des lames;

σ_0, nombre d'onde de la radiation;

δ_x, flèche de l'étalon;

ψ, demi-largeur du diaphragme explorateur exprimé en différence de marche;

a_n, coefficient d'ordre n de la série de Fourier.

Ces termes représentent (à la condition que les aberrations de l'objectif soient négligeables) des points de la transformée de Fourier en cosinus de la fonction source (la raie étudiée ayant un profil simple, il suffit, en effet, de connaître quelques points de sa transformée). Une transformation inverse permet alors de remonter au profil de la raie.

Cette méthode offre l'avantage de pouvoir définir la raie sans connaître le zéro de l'axe des intensités de l'interférogramme; elle se montre particulièrement utile, lorsqu'il s'agit d'étudier une raie en présence d'un fond continu, comme c'est le cas pour la lueur nocturne.

Dans le cas d'une raie asymétrique, les résultats précédents sont très peu modifiés. On introduit alors deux termes : l'un comme précédemment correspondant à la série en cosinus, et l'autre à la série en sinus; une transformation inverse permet alors de remonter au profil de la source.

Armstrong [5] a employé une méthode quelque peu différente pour la même étude; les franges étaient relevées par points; l'exploitation de l'interférogramme reposait sur la mesure de la largeur à mi-hauteur des franges et adoptait un pouvoir réflecteur « efficace » des lames inférieur au pouvoir réel, afin de tenir compte des défauts de l'appareillage.

Une première série de mesures vient d'être effectuée au Sahara (Beni-Abbès), entre le 25 janvier et le 6 mars 1960. L'appareil était pointé vers le Nord à une hauteur de 15°. Les interférogrammes obtenus ont montré que les températures correspondantes s'échelonnaient entre 175 et 235° K. Une mesure au zénith a fourni une température de 180° K. Ces résultats paraissent conformes aux mesures d'altitudes effectuées antérieurement sur cette raie et à la distribution verticale de la température. Enfin le profil semble s'écarter assez peu d'un profil Doppler.

(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) WARK et STONE, *Nature*, 175, 1955, p. 254.
(2) KARANDIKAR, *Revue d'Optique*, 35, nº 7, 1956, p. 414.
(3) P. JACQUINOT et C. DUFOUR, *J. Recher. C. N. R. S.*, 6, 1948, p. 91.
(4) P. M. DULLIEUX. *Revue d'Optique*, 18, 1939.
(5) E. B. ARMSTRONG, *Colloques internat. C. N. R. S.*, 80, 1958, p. 174.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Granulonébulomètre photoélectrique.* Note de M[lle] MADELEINE DELONCLE, présentée par M. Jean Lecomte.

Au cours d'un précédent travail, effectué en collaboration avec J. Bricard et G. Israel (1), on a étudié une méthode optique et photoélectrique, permettant le dénombrement et la mesure de gouttelettes d'eau dont le diamètre était compris entre 10 et 100 μ. A la suite de ces recherches, en conservant le même principe, a été réalisé un granulonébulomètre.

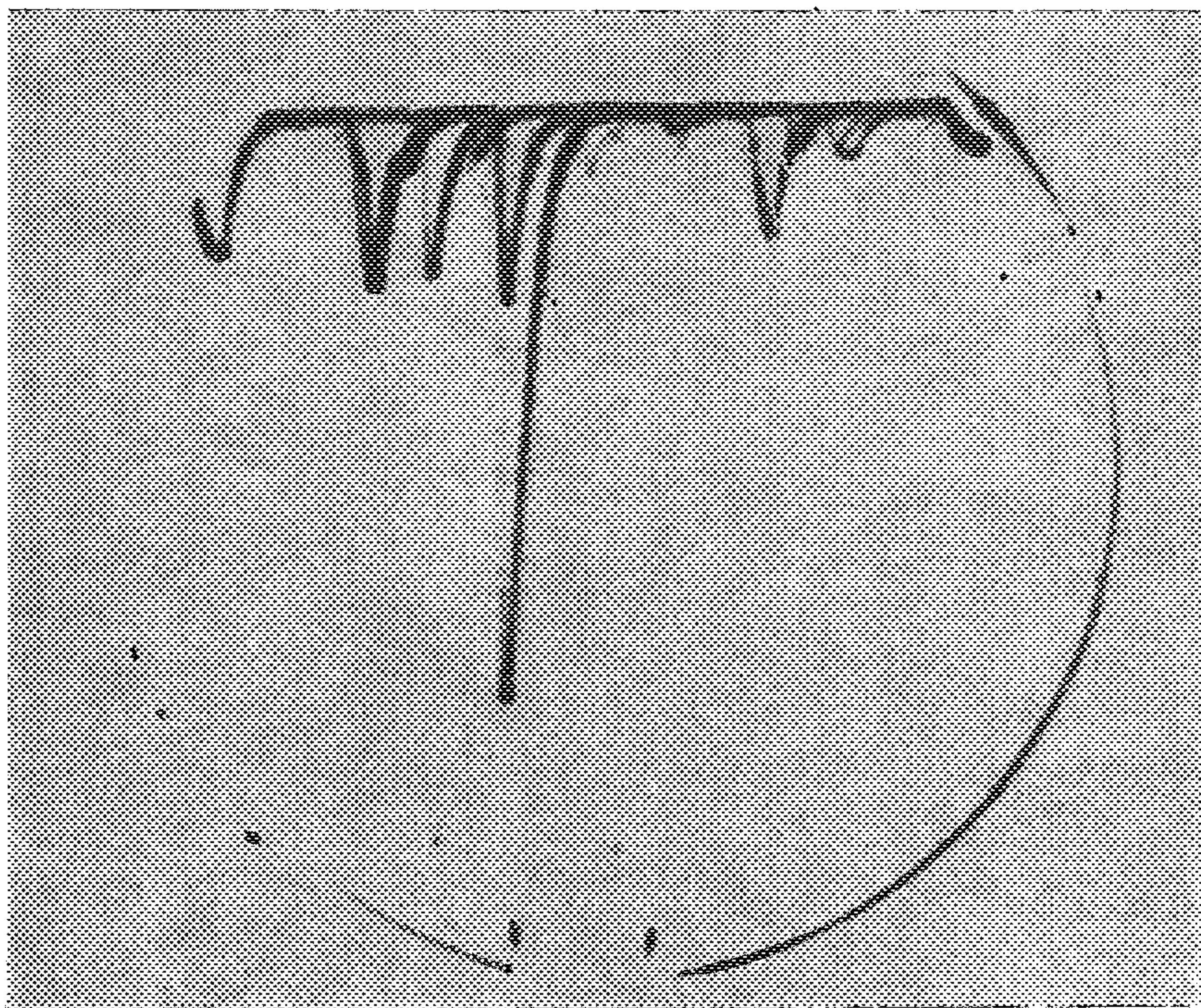


Fig. 1.

Le système d'éclairage (condenseur d'ouverture 64°) comporte une source S (lampe HBO 200); une lentille L forme l'image de S sur la première lentille L′ d'un condenseur, qui forme l'image I d'un diaphragme rectangulaire D placé derrière L; l'image I est ainsi éclairée d'une façon approximativement uniforme.

L'axe du microscope d'observation est perpendiculaire à la direction SI, et l'image I est traversée par un flux de gouttelettes libres en suspension dans un courant d'air aspiré par un ventilateur; la direction du courant d'air se trouve dans le plan déterminé par SI et l'axe du microscope, avec une inclinaison de 45° sur celui-ci.

Le flux lumineux, diffusé par chacune de ces gouttelettes lors de son passage dans le champ du microscope, est envoyé sur un photomulti-

plicateur à l'aide d'un système de miroirs et de lentilles, qui conjuguent la pupille de l'objectif du microscope avec la photocathode. Le signal donné par le photomultiplicateur est reçu par un oscilloscope, dont on photographie l'écran. On limite les dimensions du champ, dans lequel le

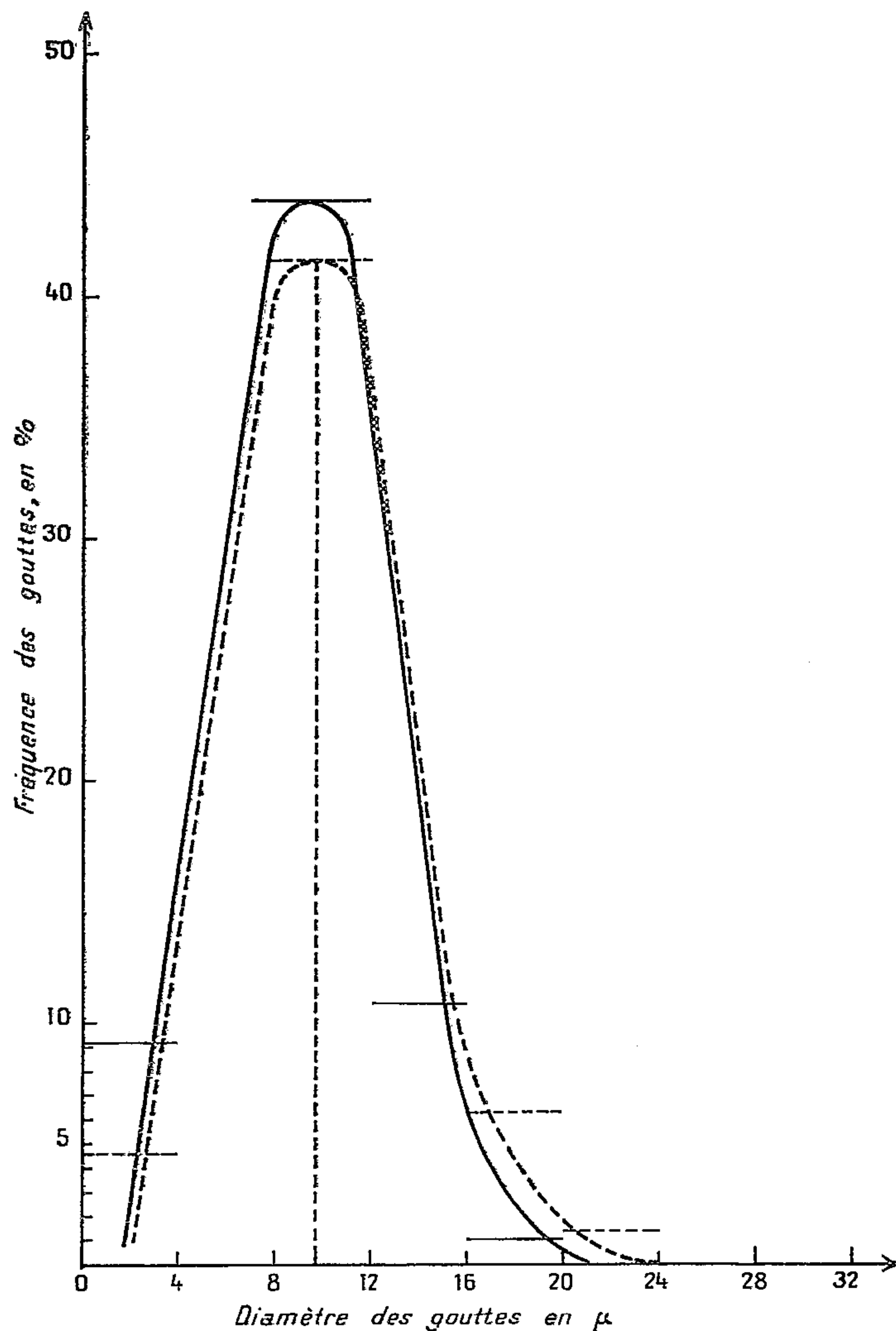


Fig. 2.

flux diffusé par la goutte est constant à 5 % près, avec un diaphragme rectangulaire convenablement placé dans le microscope.

L'appareil a été étalonné au moyen de gouttelettes d'eau de dimensions connues, immobilisées dans le champ avec des fils d'araignées ([2]) suivant la méthode indiquée dans ([1]), ce qui permet de tracer la courbe $S = f(d)$, où S désigne l'amplitude du signal exprimée en millivolts (indications de l'oscilloscope) et d le diamètre de la goutte correspondante. On se place dans des conditions reproductibles à l'aide d'un diffuseur-type, qui donne un signal déterminé à l'oscilloscope. On s'est également assuré que, pour

le domaine des vitesses de passage des gouttes dans le champ de l'appareil, le signal ne se trouve pas altéré par les circuits intermédiaires.

Il peut arriver que plusieurs gouttes soient enregistrées simultanément, donnant de ce fait un seul signal, somme des signaux élémentaires. Le calcul montre, étant donné les caractéristiques du champ de l'appareil, que la probabilité d'avoir simultanément deux gouttes est 22 fois plus faible que celle d'en avoir une seule et que celle d'en avoir trois est encore 32 fois plus faible que la précédente, pour un brouillard de densité 1000 gouttes/ml. D'autre part, une goutte peut être occultée partiellement par le diaphragme de champ et donner ainsi un signal plus faible qu'il ne serait normal. Il peut en résulter la correction représentée par la relation suivante :

$$\frac{C_i}{SN_i} = \frac{2d}{lN_i} \sum_{k=i+1}^{k=n} \left(\frac{\sqrt{k}}{k} N_k\right) - \frac{2d}{l} \frac{\sqrt{i}}{i},$$

d représente le diamètre de la plus petite goutte contenue dans le brouillard, l la largeur du champ, S sa surface, n le nombre d'intervalles de la statistique des gouttes, C_i la correction à apporter au nombre de gouttes N_i de l'intervalle i.

Dans le cas présent, étant donné les dimensions du diaphragme de champ et des gouttelettes mesurées, cette correction n'a pas dépassé 10 % pour les petites gouttes. Pour établir cette relation, on a assimilé la section droite d'une goutte de diamètre d à un carré de côté d. Le calcul montre, en effet, que cette approximation ne change pas l'ordre de grandeur de la correction.

Le granulonébulomètre a été expérimenté dans la chambre à brouillard de Bellevue. Tout l'appareillage baigne dans le brouillard. On prend plusieurs séries de photos (*fig.* 1) de l'écran de l'oscilloscope, en interposant différentes densités optiques sur le trajet lumineux, de manière à sélectionner les gouttes par catégories. Ensuite, en se référant à la courbe d'étalonnage, on trace la courbe de répartition des gouttes en fonction de leur diamètre (*fig.* 2, courbe en trait plein).

A titre de comparaison, on a fait simultanément des prélèvements avec un cascade impactor [3] muni de films Kodak au collargol, procédé Godard [4]; les résultats en sont représentés sur la figure 2, courbe en pointillé. On remarque le bon accord des deux méthodes.

(1) J. BRICARD, M. DELONCLE et G. ISRAEL, *Ann. Géophys.*, 15, 1959, p. 415.
(2) H. DESSENS, *Ann. Géophys.*, 2, 1946, p. 276-343.
(3) K. R. MAY, *J. Sc. Inst.*, 27, 1950, p. 128.
(4) L. GODARD, *Bull. du Puy-de-Dôme*, 1, 1959, p. 11.

(*Laboratoire de Physique des Nuages, Institut d'Optique, Paris.*)

MYCOLOGIE. — *Prédominance de la glycolyse aérobie et déficience oxydative lors de la différenciation gamétangiale mâle chez* Allomyces. Note de M. **Gilbert Turian**, présentée par M. Roger Heim.

La souche hybride mâle d'*Allomyces* (*A. arbuscula* × *A. macrogynus*) élabore davantage d'acide lactique et d'α-alanine que la souche femelle correspondante. La différenciation dans le sens mâle s'accompagne par contre d'une déficience partielle en cytochrome-oxydase, en succino-déshydrogénase et en α-cétoglutarate-oxydase.

Le mycélium gamétophytique des Champignons aquatiques du genre *Allomyces* différencie à ses extrémités hyphales des couples de gamétanges mâles et femelles en position épigyne (*A. macrogynus* Emers.) ou hypogyne (*A arbuscula* Butl,). Les stades successifs de cette gamétogenèse ont été décrits en termes cytologiques ([1]), ([2]), ([3]) et cytochimiques ([4]).

Le gamétange mâle se distingue de l'organe femelle par des critères : *a*. morpho-cytologiques : taille plus réduite, petits noyaux plus nombreux, corps paranucléaires plus minces; *b*. cytochimiques : basophilie finale plus faible, granules lipidiques moins réducteurs, faible proportion de granules mitochondriformes Nadi-positifs et *c*. biochimiques : caroténogenèse, rapport acide désoxyribonucléique/acide ribonucléique plus élevé ([5]). A ces divers critères s'ajoutent ceux de sensibilité différentielle aux stimulants métaboliques [action androgène de la thymine ([4]), de l'acide folique ([6]), etc.], aux inhibiteurs métaboliques [arsénite ([4]), etc.] et à l'anaérobiose [effet masculinisant ([7])], indicateurs de divergences métaboliques présidant à la différenciation du cytoplasme des hyphes dans le sens mâle ou femelle.

Nous venons d'obtenir les premiers critères métaboliques de cette différenciation sexuelle chez les *Allomyces* en utilisant les souches monosexuées que M. le Professeur R. Emerson (Berkeley, Californie) a obtenues par hybridation de *A. arbuscula* × *A. macrogynus* ([8]) et il nous en a procuré une souche mâle (à 92 %) et une souche femelle (à 98 %). Guidé par les observations précédentes, en particulier celles concernant la relative pauvreté des gamétanges mâles en granules Nadi-positifs et leur résistance à l'anaérobiose partielle et à l'arsénite, inhibiteur connu des décarboxylations oxydatives, nous avons porté nos premiers efforts sur la mesure de l'activité de la cytochrome-oxydase, d'une part, et sur celle des enzymes oxydantes du cycle de Krebs, d'autre part. Une analyse qualitative et quantitative des filtrats de cultures s'imposait aussi, les souches normales, bisexuées, étant déjà connues pour leur production d'un important métabolite glycolytique, l'acide lactique ([9]), et de traces d'acide pyruvique ([10]).

Les résultats de ces analyses ([11]) sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Cultures en milieu liquide synthétique B de Machlis ([12]) (50 ml, sans acide glutamique).	Estimations quantitatives comparées (*). Souche mâle.	Souche femelle.
a. Filtrats cultures 8-10 jours :		
Estimation photométrique des taches chromatographiques (0,2 ml filtrat; solvant : butanol-éthanol-H_2O, 4/1/1).		
Acide lactique (R_f 80, révél. $AgNO_3$ ammon.) 8 jours...	+ + +	+
Acide lactique 12 jours...	+ + + +	+ +
α-alanine (R_f 35, révél. ninhydrine) 8 jours...	+ +	+
α-alanine 12 jours...	+ + + +	+ +
b. Homogénats mycélium + gamétanges cultures 6-8 jours :		
5 % poids frais broyés, avec tampon phosphates 0,075 M, pH 7,4 + NaCl 0,85 %, dans mortier refroidi. Centrifugation à 2000 t/mn, 5 mn et prélèvement du surnageant.		
Réaction de Nadi [selon Webster ([13])], colorim. filtre vert (525 mμ).................................	+ + +	+ + + +
Test spectrophotométrique de la cytochrome-oxydase [selon Cooperstein et Lazarow ([14]); oxydation Cyt. C réduit].......................................	+ + +	+ + + +
Test de réduction anaérobique en tubes de Thunberg (à 25° C) :		
Accepteur : bleu de méthylène $2,5.10^{-5}$;		
Substrats : succinate 10^{-3} M....................	0	+ + (1 nuit)
» : α-cétoglutarate 10^{-3} M...............	0	+ + »
Tests enzymatiques par méthode spectrophotométrique (Beckman) :		
Succino-déshydrogénase [oxydation du succinate, 2.10^{-2} M, mesurée à 550 mμ par réduction Cyt. C, $2,8.10^{-5}$ M, en présence de KCN, 10^{-4} M ([15]); activation avec ATP, 10^{-3} M].......................................	+ + +	+ + + +
α-cétoglutarate-oxydase [même méthode, α-cétoglutarate, 2.10^{-2} M, et complément de DPN 2.10^{-4} M + malonate 10^{-1} M selon ([15])]...........................	+ +	+ + + +

(*) +, 25 % concentration ou activité maximale mesurée.

Ces premiers résultats révèlent que le mycélium mâle — et par extension les gamétanges qu'il différencie à ses apex — présente une double déficience oxydative, l'une, partielle, au niveau de la cytochrome-oxydase, l'autre, plus accusée, au niveau de certaines enzymes oxydatives du cycle de Krebs, succino-deshydrogénase et surtout α-cétoglutarate-oxydase. En ce sens, le gamétange mâle d'*Allomyces* présente de nouvelles analogies avec le mutant orange de l'espèce voisine, le *Blastocladiella emersonii* ([15]), ([16]). De plus, l'effet masculinisant de certaines doses d'arsénite agissant sur la souche bisexuée ([4]) trouve ainsi son explication au niveau enzymatique.

L'élaboration fortement accrue d'acide lactique et d'α-alanine par la souche mâle est révélatrice de la prédominance dans ses tissus de phéno-

mènes de glycolyse aérobie semblables à ceux décrits — coïncidence suggestive — dans d'autres tissus à multiplication nucléaire accélérée, les tissus tumoraux [17]. Cette glycolyse aérobie peut être considérée comme une déviation métabolique compensatrice de la déficience fonctionnelle du cycle de Krebs et de sa conséquence la plus immédiate, l'incapacité d'oxydation normale de l'acide pyruvique. On peut également penser que de tels processus compensateurs de glycolyse réductrice de l'acide pyruvique sont couplés avec les besoins nécessairement accrus de réoxydation du coenzyme réduit (DPNH) que le système cytochrome-oxydasique, déficient lui aussi dans les tissus mâles (*voir* tableau), n'est plus à même de satisfaire totalement.

(1) R. EMERSON, *Lloydia*, 4, 1941, p. 77.
(2) W. R. HATCH, *Ann. Bot.*, 49, 1935, p. 623.
(3) G. TURIAN, *Bull. Soc. bot. suisse*, 67, 1957, p. 458.
(4) G. TURIAN, *Rev. Cytol. Biol. vég.*, 19, 1958, p. 241.
(5) G. TURIAN, *C. R. IXe Congrès intern. Botan.*, Montréal, 1959.
(6) G. TURIAN, inédit, 1959.
(7) E. C. CANTINO et G. TURIAN, *Nature*, 184, 1959.
(8) R. EMERSON et CH. M. WILSON, *Mycologia*, 46, 1954, p. 393.
(9) J. L. INGRAHAM et R. EMERSON, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 146.
(10) G. TURIAN et F. CHODAT, *Physiol. Plantarum*, 12, 1959, p. 70.
(11) Analyses effectuées grâce à l'aide technique de Mlle H. Weiffenbach.
(12) L. MACHLIS, *Amer. J. Bot.*, 40, 1953, p. 450.
(13) G. C. WEBSTER, *Amer. J. Bot.*, 39, 1952, p. 739.
(14) S. J. COOPERSTEIN et A. LAZAROW, *J. Biol. Chem.*, 189, 1951, p. 665.
(15) E. C. CANTINO et M. T. HYATT, *J. Bact.*, 66, 1953, p. 712.
(16) E. C. CANTINO et G. TURIAN, *Ann. Rev. Microbiol.*, 13, 1959, p. 97.
(17) H. BUSH et H. A. BALTRUSH, *Cancer Research*, 14, 1954, p. 448.

(*Institut de Botanique générale, Université de Genève.*)

MYCOLOGIE. — *Sur la formation des suçoirs de* Sphærotheca pannosa *(Wallr.) Lév. var.* rosæ *dans les cellules épidermiques des folioles de* Rosa pouzini *Tratt.* Note (*) de M. **Leonardo Caporali**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Dans les folioles de *Rosa pouzini* Tratt. attaquées par *Sphærotheca pannosa* (Wallr.) Lév. var. *rosæ* les suçoirs du parasite pénètrent à l'intérieur des cellules épidermiques par lyse de la cuticule et des couches pecto-cellulosiques sous-jacentes. Une membrane pectique se reforme bientôt autour de la fine membrane du suçoir.

Dès 1870, De Bary [1], [2], travaillant sur les Érysiphées, observe la formation des suçoirs. Le champignon produit d'abord un hyphe externe, adhérant à l'épiderme, l'*appressorium*; celui-ci perce la membrane cutinisée en produisant un mince tube de pénétration qui s'élargit, à l'intérieur de la cellule épidermique, en suçoir de forme variable selon l'espèce.

Plus tard, Smith [3] affirme que la pénétration de plusieurs espèces d'Érysiphées serait précédée par un processus de gélification des couches cellulosiques internes de la membrane de la cellule-hôte. Le champignon traverse ensuite cette membrane dilatée en formant un fin tube styliforme qui se transforme en suçoir à l'intérieur de la cellule épidermique. Selon l'auteur, le suçoir serait entouré par les produits de décomposition de la membrane qui constituerait à la base une sorte de collier et, dans la partie distale, une véritable « membrane de recouvrement ». Au cours de la croissance du suçoir, ces produits seraient entièrement digérés par l'activité enzymatique du parasite.

Hashioka [4], étudiant le parasitisme de *Sphærotheca humuli* var. *fuliginea* sur plusieurs Cucurbitacées, observe que les suçoirs se recouvrent d'une mince membrane hyaline à partir du point de pénétration.

Nous avons suivi les diverses phases de pénétration du parasite et de formation des suçoirs à l'intérieur des cellules épidermiques sur des coupes de folioles de *Rosa pouzini* Tratt. attaquées par *Sphærotheca pannosa* (Wallr.) Lév. var. *rosæ*. La cuticule de l'épiderme inférieur est plus mince que celle de l'épiderme supérieur (épaisseur 1,5 μ contre 2 à 3 μ), mais la pénétration est identique dans les deux cas.

Le parasite, exophyte, constitue d'abord un appressorium volumineux qui adhère à l'épiderme de l'hôte (*fig.* 1) dont la cuticule est d'abord légèrement comprimée (*fig.* 1, *c*). Des préparations colorées au Soudan III, après fixation au Regaud, montrent qu'ensuite, au contact de l'appressorium, la cuticule se décolore, tandis que ses contours perdent de leur netteté (*fig.* 3 et 4). Simultanément, les couches cellulosiques sous-jacentes se gonflent vers l'intérieur de la cellule (*fig.* 2 et 3, *cel*) processus interprété par Smith comme une « gélification de la cellulose ». La coloration au rouge Congo acétique, pratiquée sur des coupes fixées au Regaud, met en

évidence la décoloration graduelle de la membrane pecto-cellulosique dont la teinte vire au jaune, à ce niveau, puis disparaît. Enfin, des préparations fixées au Navachine et traitées au rouge de ruthénium, spécifique des composés pectiques qui imprègnent vraisemblablement les couches moyennes de l'ensemble membrane-cuticule, montrent que la coloration rouge devient orangée, puis jaune à proximité de l'appressorium, puis disparaît totalement au-dessous de sa partie centrale (*fig.* 5). *Ces processus de lyse affectent donc tous les constituants de la cuticule et de la membrane cellulaire avant la pénétration.* La paroi externe du champignon s'amincit considérablement dans la partie inférieure de l'appressorium, au contact de la membrane de l'hôte (*fig.* 2, 3, 4 et 5) ce qui facilite, peut-être, les actions enzymatiques de la lyse membranaire.

A travers l'orifice de lyse, le champignon pénètre en hyphe droit ou sinueux, tubulaire et cunéiforme (*fig.* 5), toujours limité par une fine paroi externe et parvient au contact de la pellicule ectoplasmique (*fig.* 5, *pe*). Cette pellicule est peu à peu repoussée vers l'intérieur de la cellule par l'hyphe de pénétration qui avance et se dilate en vésicule, se transformant ainsi en un suçoir (*fig.* 5 et 6, *pe*). Dès le début, le noyau de l'appressorium se divise (*fig.* 5) et l'un des noyaux fils descend dans le jeune suçoir (*fig.* 6). Une cloison se forme ensuite entre ces deux noyaux (*fig.* 7, 8 et 9). La fine

EXPLICATION DES FIGURES.

Fig. 1. — Navachine-hématoxyline. Formation d'un appressorium sur une cellule de l'épiderme supérieur; *c*, cuticule (en noir); *cel*, membrane cellulosique (en blanc).

Fig. 2. — Regaud-rouge Congo acétique. Début de lyse de la cuticule *c* (incolore) et de la membrane cellulosique *cel* (colorée) d'une cellule de l'épiderme inférieur. Dilatation des couches cellulosiques internes au-dessous de l'appressorium.

Fig. 3. — Regaud-Soudan III. Début de lyse de la cuticule *c* (colorée) et de la membrane cellulosique *cel* (incolore) d'une cellule de l'épiderme supérieur au-dessous de l'appressorium. Dilatation des couches cellulosiques internes de la membrane.

Fig. 4. — Regaud-Soudan III. Achèvement du processus de lyse de la cuticule (colorée) et de la membrane cellulosique (incolore). La partie centrale de l'appressorium s'introduit dans l'orifice ouvert, limité, au bas, par la pellicule ectoplasmique *pe* de la cellule hôte.

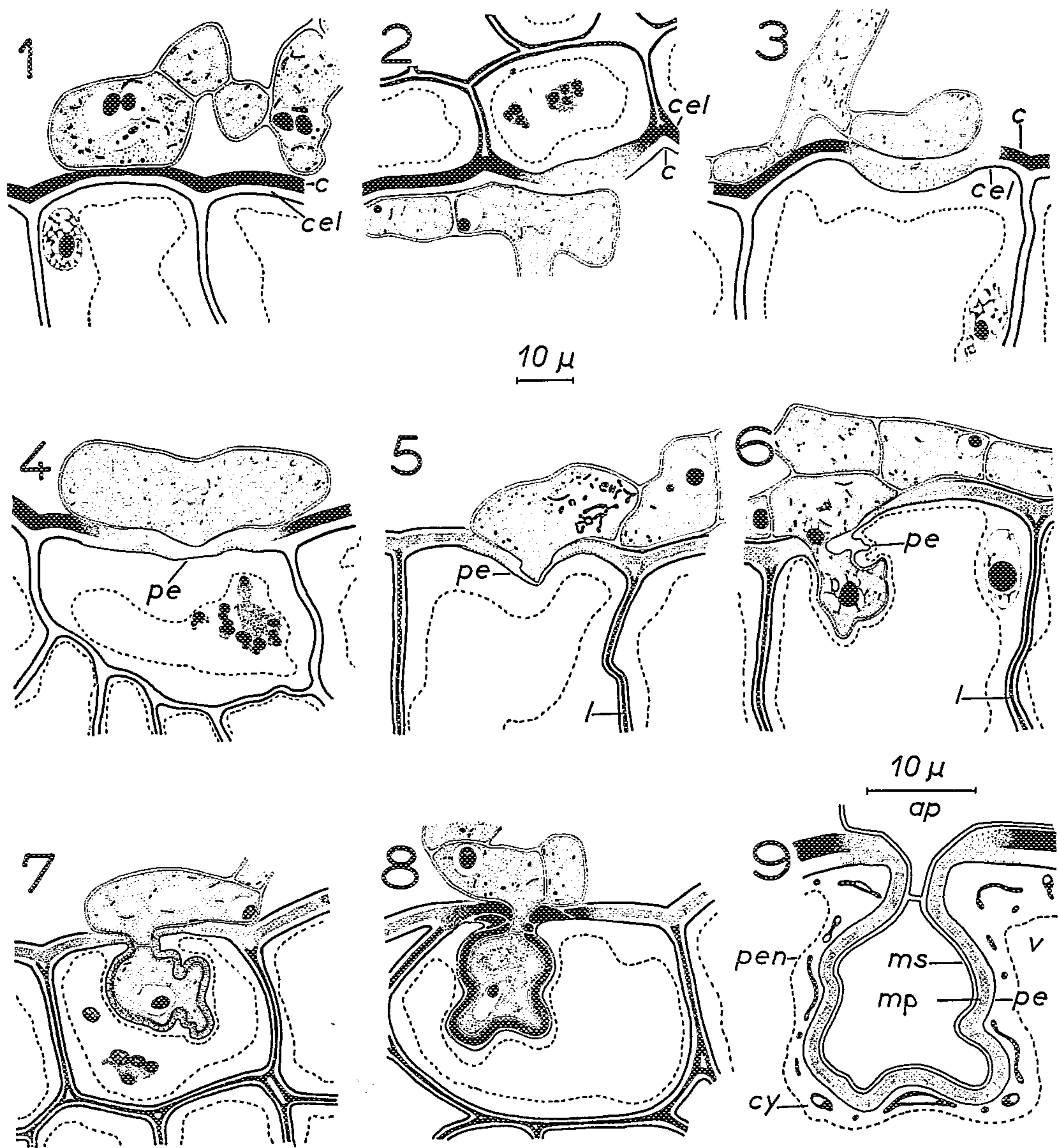
Fig. 5. — Navachine-hématoxyline-rouge de ruthénium. Pénétration du parasite qui parvient au contact de la pellicule ectoplasmique *pe*. Mitose du noyau de l'appressorium; *l*, lamelle moyenne (colorée).

Fig. 6. — Navachine-hématoxyline-rouge de ruthénium. Jeune suçoir limité par une mince paroi recouverte de la pellicule ectoplasmique *pe*. L'un des noyaux issus de la mitose du noyau de l'appressorium (*fig.* 5) descend à l'intérieur du suçoir; *l*, lamelle moyenne.

Fig. 7. — Navachine-hématoxyline-rouge de ruthénium.
Jeune suçoir déjà séparé de l'appressorium par une cloison et recouvert d'un dépôt pectique (en grisé).

Fig. 8. — Navachine-hématoxyline-rouge de ruthénium. Suçoir âgé entouré d'une membrane pectique (colorée). Les bords de la membrane de la cellule épidermique sont épaissis en un collier et fortement colorés par le rouge de ruthénium.

Fig. 9. — Schéma montrant la structure d'un jeune suçoir. *ap*, appressorium; *ms*, membrane du suçoir; *mp*, membrane pectique entourant le suçoir en cours d'épaississement (en pointillé); *pe*, pellicule ectoplasmique; *cy*, cytoplasme pariétal de la cellule-hôte avec chondriosomes et petits plastes; *pen*, pellicule endoplasmique; *v*, vacuole.


1
c
cel
2
cel
c
3
c
cel
10 µ
4
pe
5
pe
l
6
pe
l
10 µ
ap
7
8
9
pen
ms
mp
pe
v
cy

paroi du jeune suçoir se colore légèrement au réactif de Schulze, tandis que la pellicule ectoplasmique de la cellule épidermique qui l'entoure, retient l'hématoxyline après fixation au Navachine et au Regaud (*fig.* 4 à 9, *pe*).

Dans la plupart des cas, la cellule-hôte étant pourvue d'une grande vacuole centrale entourée d'une couche cytoplasmique de variable épaisseur, le parasite repousse le cytoplasme vers l'intérieur de la vacuole (*fig.* 6).

Plus tard, autour de la fine membrane du suçoir, se forme, depuis le point de pénétration et en continuité avec la membrane de la cellule-hôte, une couche de substance dense, d'épaisseur à peu près uniforme, qui manifeste une vive affinité pour le rouge de ruthénium (*fig.* 7 et 9), mais demeure faiblement colorable au rouge Congo acétique. Il apparaît ainsi une deuxième membrane, vraisemblablement très riche en composés pectiques, épaisse de 1,5 à 2 μ dans les suçoirs âgés (*fig.* 8). Les bords de la membrane cellulosique, limitant l'orifice de pénétration, deviennent aussi très colorables et s'épaississent au contact de la pellicule ectoplasmique (*fig.* 7, 8 et 9). Leur raccordement avec la membrane néoformée se complique d'épaississements formant une sorte de collier, où se voient des discontinuités dans les substances pectiques (*fig.* 8). Des formations peut-être analogues ont été observées par De Bary ([1]), ([2]) et par Hashioka ([4]) chez d'autres Érysiphées. Une coupe axiale de suçoir âgé montre ainsi la succession des assises suivantes, de l'intérieur vers l'extérieur : paroi du champignon, membrane pectique, pellicule ectoplasmique, cytoplasme de la cellule-hôte, pellicule endoplasmique (*fig.* 7, 8 et 9).

A l'inverse de Smith ([3]), nous n'avons jamais trouvé, autour des suçoirs, de débris cellulosiques de la membrane épidermique initiale. La technique de coloration employée par cet auteur (safranine), n'a coloré, dans nos préparations, que le cytoplasme, qui forme une couche pariétale appliquée contre la membrane, elle-même non colorée (*fig.* 9, *cy*).

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) A. DE BARY, *Beiträge zur Morph. und Phys. der Pilze*, Dritte Reihe, 1870.
([2]) A. DE BARY, *Comparative morphology and biology of the fungi*, 1887, p. 18-20.
([3]) G. SMITH, *Bot. Gaz.*, 29, 1900, p. 153-184.
([4]) Y. HASHIOKA, *Trans. Nat. Hist. Soc. Formosa*, 28, 1938, p. 47-60.

(*Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Caractères cytologiques de l'apex et des cordons proconducteurs naissants d'*Acer pseudoplatanus *lors de la reprise d'activité printanière.* Note de M[lle] **Anne-Marie Catesson**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La zonation apicale révélée par la répartition des ribonucléoprotéines se trouve confirmée par l'étude cytologique. L'évolution des cordons procambiaux amène la formation, dans l'apex, d'un tissu méristématique proconducteur qui présente des caractères cytologiques particuliers.

L'origine et le parcours du tissu proconducteur ont été observés dans les apex de nombreuses plantes, mais ses caractères cytologiques sont encore mal connus. Nous avons tenté de suivre, chez le Sycomore, l'évolution des cordons procambiaux. Nous avons, par comparaison, observé la structure des divers territoires de l'apex, structure qui varie, d'ailleurs, suivant la saison et l'état, de repos ou d'activité, du bourgeon. Dans cette Note, nous envisageons uniquement ce qui se passe au printemps, dans les premières ébauches foliaires initiées lors de la reprise d'activité de l'apex.

A cette époque, les cellules de la zone apicale (*fig.* 1) possèdent plusieurs vacuoles, en général assez grandes. Le noyau renferme, le plus souvent, un seul nucléole dont le diamètre n'excède pas 2,5 μ. Le chondriome comporte des éléments en grains et en bâtonnets. On distingue, en outre, des plastes amylifères qui peuvent être abondants dans une même cellule.

Sous la zone apicale, se trouve une bande de cellules un peu aplaties, qui constituent le méristème médullaire. Bien que pourvues d'assez grandes vacuoles, elles ont en effet des caractères plus méristématiques que la région sommitale. Les nucléoles sont nettement plus volumineux (3,5 μ de diamètre) et le cytoplasme plus chromophile. L'amidon y est peu fréquent, tout au moins lorsque la croissance a repris, et que le méristème médullaire est en pleine activité. A ce moment-là, la partie profonde de ce dernier subit une différenciation progressive qui fait passer insensiblement à la moelle. Mais la structure de cette région montre de très grands changements au cours de l'année.

Les cellules de l'anneau initial sont très chromophiles et contrastent, de ce fait, avec celles du sommet apical. Leurs nucléoles, au nombre d'un ou deux par noyau, peuvent atteindre presque 3,5 μ de diamètre. La figure 2 représente une partie de cette région au moment de l'initiation des feuilles 11 et 12, c'est-à-dire au début de la reprise d'activité de l'apex. Les vacuoles sont nombreuses, mais petites. Le cytoplasme renferme des mitochondries et de courts chondriocontes. On rencontre çà et là des plastes, surtout dans les cellules profondes. Ces plastes, traités par le réactif de Mac Manus, deviennent roses comme ceux de la zone apicale.

Mais ils sont plus difficilement colorés en bleu par la solution iodo-iodurée de Guilliermond. Sous l'anneau initial, les cellules, mises en place dans ce secteur à la fin du plastochrone précédent, sont très nettement vacuolisées. Mais leur gros nucléole et leur chondriome assez peu différencié leur conservent des caractères méristématiques.

Aussitôt après les premières mitoses périclines des deuxième et *troisième*

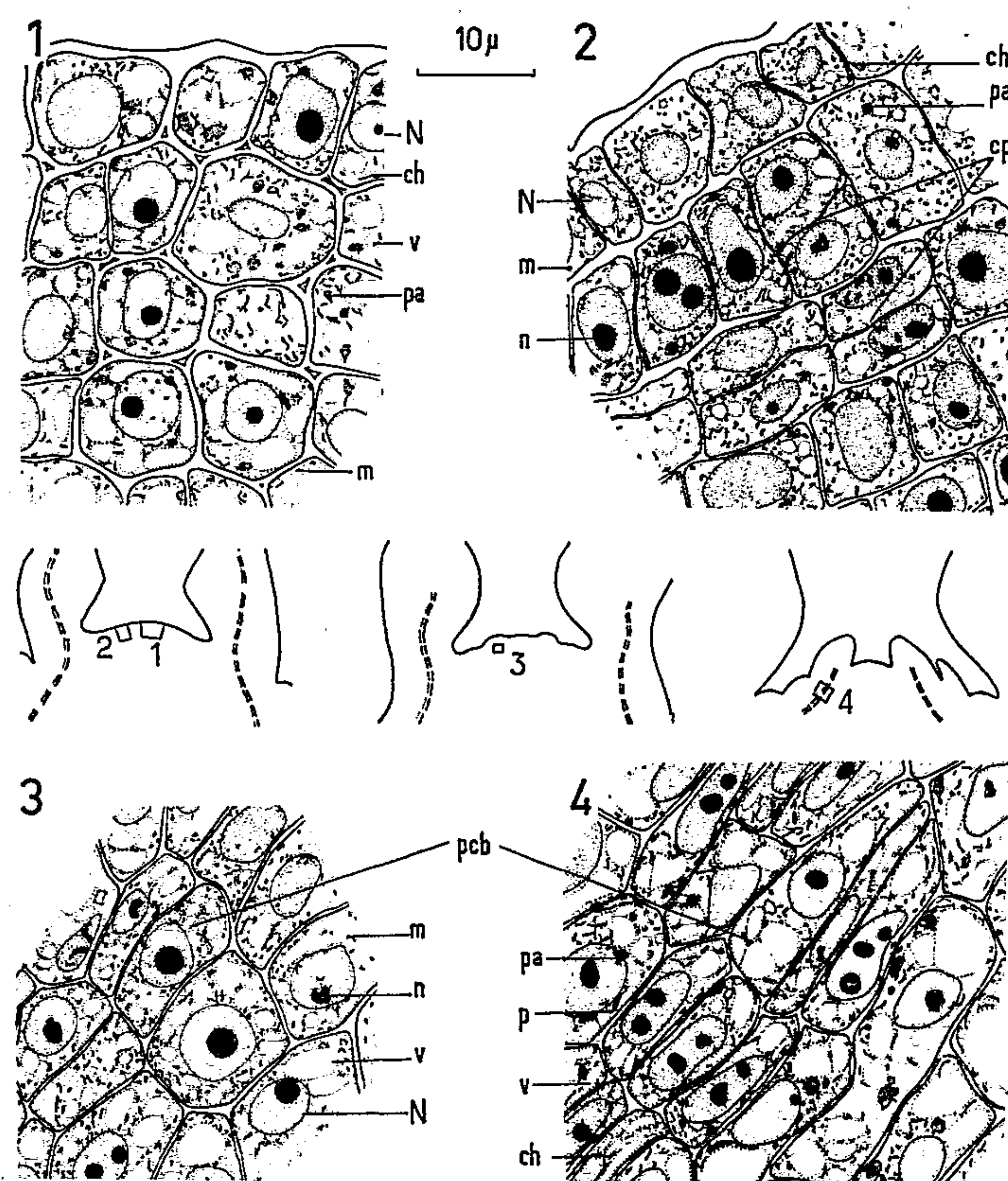


Fig. 1 à 4. — *Acer pseudoplatanus*. Formation de la paire de feuilles 11 et 12 et des cordons proconducteurs correspondants (6 avril). Figures 1, 2 et 4 : Regaud, Hématoxyline, Mac Manus. Fig. 3 : Regaud, Hématoxyline. *N*, noyau; *n*, nucléole; *v*, vacuole; *m*, mitochondrie; *ch*, chondrioconte; *p*, plaste; *pa*, plaste amylifère; *pcb*, cellules proconductrices.

Fig. 1 : Zone apicale axiale. Noter l'épaisseur des membranes. Fig. 2 : Anneau initial. Initiation de la feuille 11. *cp*, cloisonnements périclines d'initiation foliaire (deuxième *et troisième* assises). Fig. 3 : Formation de cellules proconductrices sous l'initium de la feuille 11, par des cloisonnements périclines des assises profondes (quatrième et cinquième assises). Fig. 4 : Cordon proconducteur d'une jeune ébauche de feuille 11. Noter de part et d'autre des cellules proconductrices, les cellules parenchymateuses plus différenciées dont certaines peuvent contribuer à l'accroissement en épaisseur du cordon.

assises initiant une nouvelle paire de feuilles, apparaissent les divisions qui vont donner naissance au procambium [1]. Les caractères cytologiques des premières cellules proconductrices sont presque les mêmes que dans

le jeune initium situé juste au-dessus. La principale différence réside dans la forme des cellules, celles du procambium étant plus étroites (*fig.* 3). En même temps, il se produit, dans les cellules sous-jacentes, des cloisonnements qui assurent la continuité du procambium du futur primordium avec celui des feuilles précédentes.

Pendant que l'ébauche foliaire grandit, le parenchyme dorsal et le parenchyme ventral se différencient. La vacuolisation s'accentue aussi bien dans le primordium que dans son soubassement, les éléments du chondriome s'allongent, des plastes se différencient. Seuls restent méristématiques le sommet et les cornes latérales du primordium. Quant aux cordons procambiaux, ils évoluent d'une manière qui leur est propre. Les cellules proconductrices s'accroissent en longueur et en largeur et, à la fin du premier plastochrone, leurs dimensions longitudinales se trouvent multipliées par 2 ou 3. Les noyaux s'allongent aussi, prenant une forme ovoïde, et l'on y compte de un à quatre nucléoles alignés. Ceci paraît en rapport avec l'existence de cellules allongées et étroites dans lesquelles les nucléoles télophasiques demeurent indépendants. Dans les cellules isodiamétriques à noyau sphérique, lorsque le rythme des mitoses n'est pas trop rapide, il y a fusion des nucléoles après la télophase. Le cytoplasme des cordons proconducteurs reste très chromophile, tandis que les vacuoles grandissent légèrement (*fig.* 4). Les chondriocontes sont un peu plus longs que dans l'anneau initial. On y reconnaît quelques petits plastes. Mais l'amidon, plus ou moins abondant à l'intérieur des cellules originelles, se raréfie lors de leur incorporation dans les ébauches procambiales.

On assiste ainsi à l'apparition d'un tissu méristématique nouveau formé par du matériel cellulaire dont une partie provient des cellules du primordium et l'autre partie, plus vacuolisée, mise en place précédemment a été reprise au cours du présent plastochrone. Ce tissu produira les premiers éléments conducteurs lors du plastochrone suivant. Le tissu proconducteur présente des caractères nucléaires et cytologiques particuliers (forme allongée, vacuolisation intermédiaire, multiplicité des nucléoles) qui le distinguent des autres tissus méristématiques apicaux, anneau initial et méristème médullaire. Cette étude nous permet, d'autre part, de constater que les régions de l'apex qui diffèrent par leur teneur en ribonucléoprotéines R. N. P. [1], diffèrent également par leur structure cytologique : une fois de plus, les zones riches en R. N. P. sont bien celles qui possèdent les cellules les moins différenciées.

(1) A. M. CATESSON, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1709.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Ontogenèse comparée du bourgeon axillaire et de la fleur axillaire chez le* Lathyrus aphaca *L.* Note de M. PIERRE VESCOVI, présentée par M. Lucien Plantefol.

Chez le *Lathyrus aphaca* L., les bourgeons et les fleurs axillaires ont une ontogenèse comparable, mais le primordium floral est plus précoce et plus rapide à se développer et montre, avant la formation des sépales, une zonation rappelant celle d'un point végétatif.

1. FORMATION DU BOURGEON AXILLAIRE. — Le primordium gemmaire le plus proche de l'apex se trouve en général à l'aisselle des feuilles $n-5$ (*fig.* 1) ou $n-4$ [1]. A ce stade il est encore très méristématique et indifférencié. A l'aisselle de la feuille immédiatement supérieure on peut observer l'initium gemmaire suivant (*fig.* 1) : c'est un petit îlot de cellules légèrement différenciées, mais cependant plus méristématiques que les cellules avoisinantes, qui a persisté (*fig.* 2). La reprise d'activité qui marque le début de la formation de l'initium se signale par des divisions périclines profondes (dpp, *fig.* 2); les cellules se dédifférencient en même temps que s'édifie le primordium gemmaire. Le bourgeon axillaire est donc initié avec quatre ou cinq plastochrones de retard sur l'initiation de la feuille axillante. Ce n'est qu'après l'initiation de sa première feuille que le bourgeon axillaire acquiert une structure apicale identique à celle du point végétatif terminal.

2. FORMATION DE LA FLEUR AXILLAIRE. — A partir d'un certain stade de son développement la plante montre une fleur à l'aisselle de toute nouvelle feuille. Le fonctionnement plastochronique du point végétatif reste cependant identique à ce qu'il était dans la phase végétative [2], [3] : les feuilles naissent alternativement sur deux flancs opposés de l'apex; la zonation persiste (relevé de mitoses, cytologie) (*fig.* 3 et 4) : c'est toujours l'anneau initial qui initie les feuilles encore disposées suivant deux hélices redressées en orthostiques. Mais à l'aisselle de la feuille $n-1$ un jeune primordium floral est déjà visible.

1° *Formation du primordium floral.* — Dans le flanc de l'apex immédiatement supérieur au primordium foliaire n et où l'anneau initial est en restauration [3], une zone en coquille apparaît (*fig.* 4) isolant un petit îlot cellulaire axillaire de n. Cet îlot est moins méristématique que l'anneau initial en restauration et que la zone en coquille. Mais très rapidement des divisions périclines profondes (dpp, *fig.* 4) apparaissent; les cellules deviennent plus méristématiques, de sorte qu'à l'aisselle de l'ébauche foliaire $n-1$ on a un primordium floral présentant un bombement net (*fig.* 4). Ce primordium floral grossit rapidement, et à l'aisselle de $n-3$ il présente déjà une zonation (*fig.* 5) : la partie apicale devient moins méristématique que le reste du primordium; un méristème d'attente

floral s'individualise par différenciation des cellules apicales; les flancs demeurent actifs (anneau initial floral) et les sépales sont annoncés par des mitoses périclines latérales dans l'assise sous-épidermique; en même temps s'esquisse un méristème médullaire. La genèse du primordium floral

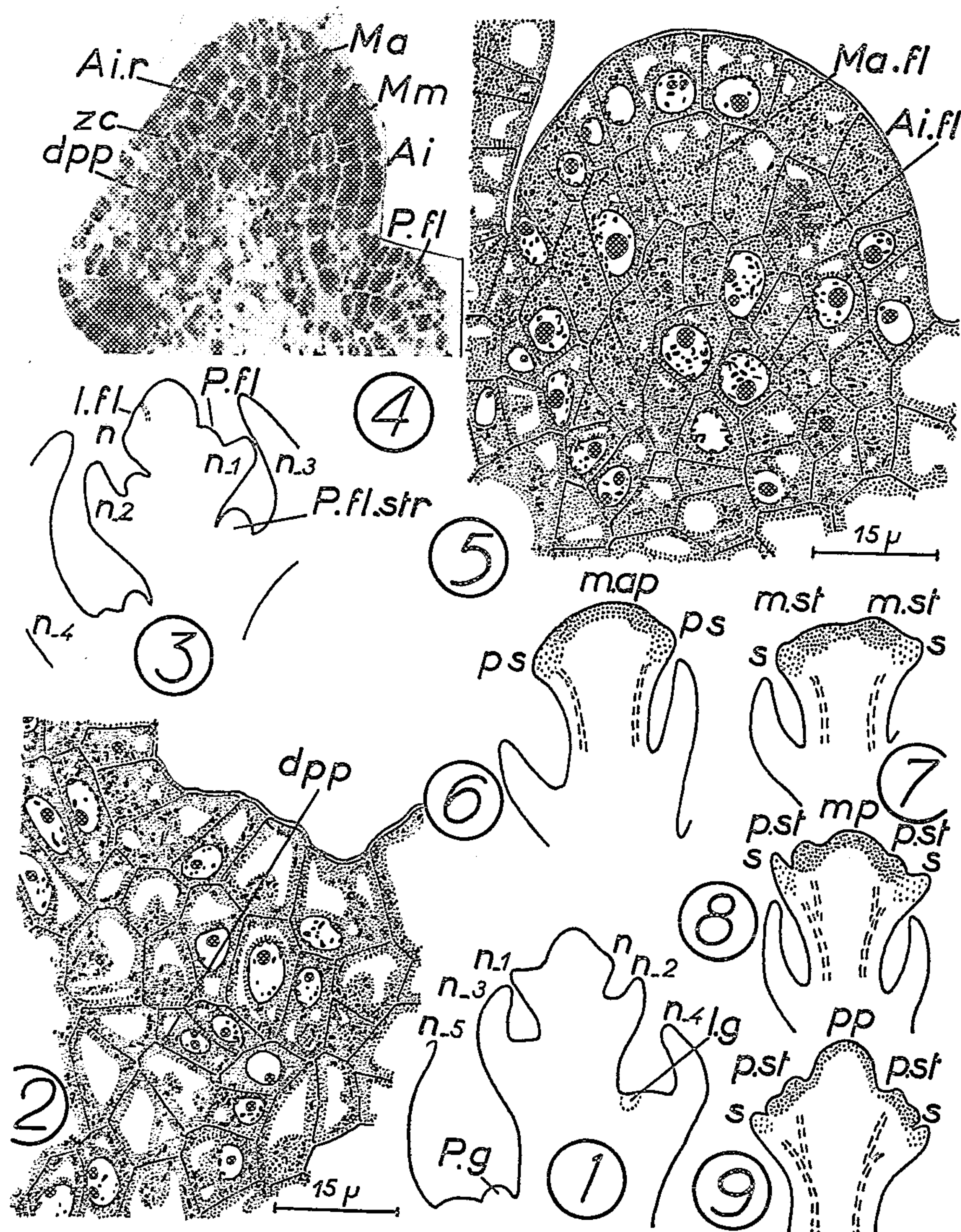


Fig. 1 : Apex pendant la phase végétative. Coupe longitudinale. Fig. 2 : Initium gemmaire (Regaud-Hématoxyline). Fig. 3 et 4 : Apex au début de la phase reproductrice. Coupe longitudinale (Regaud-Hématoxyline). Fig. 5 : Primordium floral montrant la zonation en méristème d'attente floral et anneau initial floral (Regaud-Hématoxyline). Fig. 6, 7, 8 et 9 : Organogenèse de la fleur. — *Ai*, anneau initial; *Ai. r*, anneau initial en restauration; *Ai. fl*, anneau initial floral; *dpp*, division péricline profonde; *I. fl*, initium floral; *Ig*, initium gemmaire; *Ma*, méristème d'attente; *Mm*, méristème médullaire; *Ma. fl*, méristème d'attente floral; *m. ap*, méristème apical; *mp*, méristème pistillaire; *m. st*, méristème staminal; *P. fl*, primordium floral; *P. fl. str*, primordium floral structuré; *Pg*, primordium gemmaire; *pp*, primordium pistillaire; *ps*, primordium de sépale; *p. st*, primordium staminal; *s*, sépale; *Zc*, zone en coquille.

est donc très précoce et très rapide : il s'initie à l'aisselle du primordium foliaire n dernier formé, et il est déjà structuré à l'aisselle de la feuille $n - 3$ avant d'avoir fonctionné.

2° *Fonctionnement du primordium floral.* — En même temps que l'anneau initial floral initie les sépales, le futur pédoncule s'allonge; après la naissance des pétales, le méristème d'attente floral devient fonctionnel : entre les pièces périanthaires le bouton floral (*fig.* 6) montre un méristème apical réduit aux deux ou trois assises externes, à partir duquel vont naître : *a.* sur les bords, le méristème staminal (*fig.* 7) qui initiera deux cycles d'étamines (*fig.* 8 et 9); *b.* au centre, le méristème pistillaire qui édifiera le pistil (*fig.* 8 et 9).

Conclusions. — Il n'y a qu'une différence de précocité et de rapidité entre l'ontogenèse des primordiums gemmaires et floraux, le fonctionnement du point végétatif terminal restant foncièrement identique à lui-même lorsque la plante passe de l'état végétatif à l'état reproducteur. Chez la fleur axillaire les pièces périanthaires sont formées par un anneau initial floral et les étamines et le pistil par un méristème apical provenant de la dédifférenciation du méristème d'attente floral. Ces résultats sont à rapprocher d'observations effectuées chez certaines Capparidacées (4); de plus, comparés à des recherches sur l'organisation et le développement d'inflorescences terminales en grappes simples sans fleur terminale (5), (6) et dont toutes les fleurs sont axillées par des bractées, ils montrent qu'il n'y a pas de différences fondamentales entre le fonctionnement de l'apex du *Lathyrus aphaca* L. dans sa phase reproductrice et celui d'un apex inflorescentiel, si ce n'est que, dans un cas l'anneau initial produit des feuilles, et dans l'autre l'anneau initial (5) [ou organogène (6)] inflorescentiel produit des bractées, feuilles et bractées précédant de peu l'initium floral.

(1) Feuille sera employé ici pour toutes les formations foliaires (2), (3).

(2) P. Vescovi, *Rev. Cyt. Biol. Végétales*, 19, n° 4, 1958, p. 377-432.

(3) P. Vescovi, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 498.

(4) M. Hadj-Moustapha, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2390.

(5) M. Hadj-Moustapha, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 710.

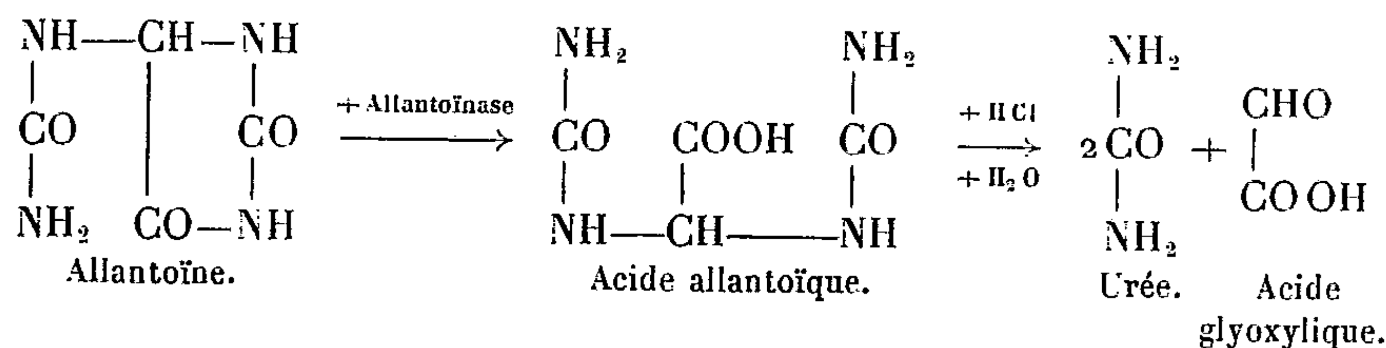
(6) G. Bersillon, *Rev. Cyt. Biol. Végétales*, 19, n° 2, 1958, p. 185-197.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le dosage des uréides glyoxyliques chez les végétaux. Acide allantoïque.* Note de M[me] **Françoise Vellas** et M. **Arthur Brunel**, présentée par M. Raoul Combes.

Des modifications sont apportées à la méthode de dosage des uréides glyoxyliques de R. Fosse, A. Brunel et P. E. Thomas; elles rendent la technique plus facilement applicable aux végétaux.

En 1931, R. Fosse, A. Brunel et P. E. Thomas [1] ont donné une méthode de dosage des uréides glyoxyliques basée sur l'appréciation colorimétrique de l'acide glyoxylique engendré d'après les réactions



Depuis, des modifications de la méthode ont été proposées [2] et discutées par M. V. Tracey [3]. Devant les difficultés rencontrées, principalement dans le dosage de l'allantoïne, nous avons repris la méthode de Fosse et ses collaborateurs afin d'en préciser certains points. Dans cette Note nous n'envisagerons que le cas de la détermination de l'acide allantoïque.

Après hydrolyse, l'acide allantoïque donne avec le réactif phénylhydrazinique de Schryver-Fosse une coloration rouge caractéristique due à l'acide glyoxylique engendré, coloration présentant un maximum d'absorption pour $\lambda = 5\,200$ Å. Dans des conditions expérimentales fixées, l'absorption est directement proportionnelle à la concentration en uréide. Connaissant la courbe d'absorption, il sera donc possible de déterminer la teneur en acide allantoïque de solutions de titre inconnu. Pour le tracé de la courbe, on s'adressera à l'allantoate de potassium comme sel de référence.

Allantoate de potassium. — Ce sel ne se trouvant pas dans le commerce, on trouvera ci-après le mode de préparation utilisé au laboratoire.

Mode opératoire. — Dans un vase à précipiter de 100 ml, on abandonne pendant 48 h à la température ordinaire : eau distillée, 25 ml; potasse en pastille, 25 g; allantoïne, 25 g, l'allantoïne n'étant ajoutée que lorsque toute la potasse est dissoute. Après 48 h, les 2/3 de la solution sont pris en masse. On filtre l'allantoate sur creuset en verre fritté n° 2. On essore à fond pour éliminer au maximum la potasse en excès, puis on lave trois fois avec à chaque fois 20 ml d'alcool à 96° glacé.

On fait passer l'allantoate dans un vase à précipiter de 100 ml, on le dissout dans l'eau distillée froide (50 ml), on neutralise la potasse qui reste par l'acide acétique pur, goutte à goutte, en présence de papier de tournesol ou à la touche. Dès que la réaction est légèrement acide, on filtre dans un bécher de 500 ml. A la solution d'allantoate, on ajoute, en agitant, de l'alcool à 96° (50 ml) jusqu'à louche persistant. On place le bécher au réfri-

gérateur et, de temps en temps, on frotte la paroi du bécher avec un agitateur pour amorcer la cristallisation qui est souvent lente. Après 24 h, on rajoutera de l'alcool pour améliorer le rendement. On essore les cristaux sur un creuset n° 2, on lave deux fois à l'alcool à 96° glacé, puis trois fois à l'éther, on sèche dans le vide ou à l'étuve à 50-60°. Le sel cristallise anhydre. Rdt 26 g; Th 33,2 g.

Courbe d'absorption de l'acide allantoïque. — On détermine quatre à cinq points en partant de solutions d'allantoate de potassium pur correspondant à des teneurs en acide allantoïque comprises entre 0,5 et 5,0 mg/l, en milieu chlorhydrique N/1000.

Mode opératoire. — Dans un tube à essai en pyrex de 18 × 18 mm, on introduit 2 ml de la solution à doser à l'aide d'une pipette à deux traits dont la pointe recourbée touche la paroi du tube à 2-3 cm du fond. On ajoute à la pipette compte-gouttes 0,1 ml (2 gouttes) d'une solution de chlorhydrate de phénylhydrazine à 4 % dans l'eau, préparée extemporanément et filtrée, on agite et l'on porte le mélange 2 mn au bain-marie bouillant. On refroidit pendant 1 mn dans un mélange glace-eau ($t < 5°$), on verse à la microburette 1,2 ml d'acide chlorhydrique concentré pur, on agite soigneusement puis on introduit 0,1 ml (2 gouttes) d'une solution fraîchement préparée de ferricyanure de potassium à 10 % en ayant soin de faire tomber le réactif *directement dans le liquide.* On agite en imprimant au tube un mouvement circulaire : la coloration rouge se développe. On transvase la solution dans la cuve (1 cm d'épaisseur) de l'électrophotomètre et l'on fait la lecture à $\lambda = 5\,200$ Å, soit δ. On effectue un essai à blanc exactement dans les mêmes conditions mais sans chauffer, soit δ_0 la lecture. La différence $\delta - \delta_0 = \Delta$ donne l'absorption de la solution colorée correspondant à la concentration en acide allantoïque retenue. On trace la courbe d'absorption en portant, en abscisses, l'acide allantoïque en milligrammes par litre et, en ordonnées, les valeurs correspondantes de Δ; on obtient une droite.

Dosage de l'acide allantoïque dans un matériel végétal. — Le dosage peut être effectué indifféremment sur un extrait ou sur le végétal sec. L'extrait aqueux devra être préparé à froid (eau glacée) afin d'éviter une hydrolyse possible de l'uréide. Pour les mêmes raisons, la dessiccation du végétal sera réalisée dans le vide à la température ordinaire. Nous n'envisagerons ici que le cas le plus fréquent : celui d'un matériel végétal sec.

Mode opératoire. — Dans un tube en pyrex de 10 × 18 mm, on introduit un poids p de matériel compris entre 50 et 100 mg. On ajoute 5 ml d'acide chlorhydrique N/100, on agite et l'on abandonne 15 mn dans le mélange eau-glace. On défèque alors en ajoutant 5 à 10 gouttes d'une solution de métaphosphate de sodium à 10 % et 7 à 14 gouttes d'une solution d'acide sulfurique 2 N/3. On transvase quantitativement (*voir* remarques) dans une fiole jaugée de volume V (50 ml) en lavant le tube avec l'acide chlorhydrique N/1 000, on amène au trait de jauge avec le même acide, on agite et l'on filtre dans un erlenmeyer sur papier à filtration lente.

Sur le filtrat on effectue la réaction colorée comme il a été indiqué plus haut. En se reportant à la courbe de référence, on obtient directement la teneur c en uréide en milligrammes par litre de la solution dosée. La teneur en acide allantoïque de la prise d'essai p est donnée par la relation $c \times V/1000$.

Remarques. — Au lieu de transvaser directement dans la fiole jaugée on peut, après addition du défécant, agiter et filtrer le mélange dans cette fiole en lavant le tube et le précipité sur filtre trois fois avec HCl N/1000 et en ajoutant à chaque lavage une goutte de métaphosphate et deux gouttes d'acide sulfurique 2 N/3; on amène ensuite au trait de jauge.

— Le métaphosphate de sodium est à préférer au tungstate; la défécation par ce dernier est, en effet, souvent difficile. Après filtration elle conduit, quelquefois, à la préci-

pitation d'acide tungstique colloïdal qui rend les lectures incertaines à l'électrophotomètre. — L'utilisation d'un réactif phénylhydrazinique plus concentré que celui indiqué dans la méthode initiale, le refroidissement dans le mélange glace-eau avant l'addition de l'acide chlorhydrique concentré, permettent d'obtenir une réaction colorée plus fidèle et plus stable.

La méthode décrite s'applique généralement bien aux végétaux; cependant la présence d'anthocyanes, d'acide puruvique, peut gêner la détermination.

(1) *Comptes rendus*, 192, 1931, p. 1615.

(2) H. Borsook, *in* D. Glick, *Techniques of histo and cytochemistry*, 1949, p. 243, Interscience publishers Limited, London; Y. G. Young, C. C. Mac Pherson, H. P. Wentworth et W. W. Hawkins, *J. Biol. Chem.*, 152, 1944, p. 245; K. Mothes et L. Engelbrecht, *Flora*, 139, 1952, p. 586.

(3) M. V. Tracey, *in* K. Paech et M. V. Tracey, *Modern methods of plant analysis*, 4, 1955, p. 128, Springer-Verlag, Berlin.

(*Laboratoire de Physiologie végétale, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Activité amylasique et composés à fonction thiol au cours du développement de l'Orge.* Note de M. **Yves Creach** et de Mme **Geneviève Brunel-Capelle**, présentée par M. Raoul Combes.

Chez les jeunes germinations d'Orge, les composés thiols sont liés à de nombreux processus physiologiques dont la dégradation enzymatique des réserves glucidiques ne représente qu'un aspect. Il n'y a pas de rapport direct entre l'intensité de l'amylolyse et les composés thiols présents.

On sait que les groupes sulfhydryles sont essentiels à l'activité de la β-amylase [1] et l'on pense qu'ils interviennent avec les groupes amino [2] dans la formation du complexe enzyme-substrat. Nous nous proposons, dans cette Note, de discuter des résultats obtenus lors d'une étude comparée de l'activité du système amylases-maltase et de la réactivité des groupes thiols chez l'Orge. Le but principal était d'essayer de dégager s'il existait, dans les premiers stades du développement, une relation entre les composés thiols et l'évolution du système polyenzymatique envisagé.

Les stades choisis représentent des états physiologiques caractéristiques : caryopse, caryopse après 24 h d'imbibition, pointement de la première racine, percement du coléoptile par la première feuille. L'étude a été faite sur une orge de brasserie, l'orge Rika, classée dans la sous-espèce *Hordeum distichum* L. var. *nutans* Schulb. L'activité du système amylases-maltase (V. A. M.) a été estimée par le dosage des groupes pseudo-aldéhydiques libérés aux dépens de l'amidon comme substrat, celle des composés thiols (V. Mx) par leurs propriétés décarboxylantes vis-à-vis de l'acide mésoxalique [3]. La figure 1 traduit les résultats obtenus.

L'activité enzymatique est notable : peu différente pour les caryopses secs et imbibés, elle croît au moment du pointement de la première racine et devient importante au stade du percement du coléoptile. Le calcul de l'accroissement, par heure, de l'activité rapportée à 1 000 individus, fait ressortir que l'enrichissement en enzymes amylolytiques est maximal pendant les heures qui suivent l'imbibition. Au dernier stade on note, en outre, une protéolyse active qui n'affecte cependant pas le système catalytique comme le montre la valeur enzymatique. Les propriétés décarboxylantes n'évoluent pas parallèlement à l'activité amylo-maltasique : très faibles pour le caryopse sec, elles augmentent à l'imbibition puis restent sensiblement stationnaires.

Quel que soit le stade envisagé, l'examen du caryopse et des germinations ne permet donc pas de déterminer l'existence d'un rapport direct entre intensité de l'amylolyse et composés thiols. *A priori*, ceci paraît aller à l'encontre des résultats de Weill et Caldwell [1]; ces auteurs ont montré, en effet, que l'activité des préparations de β-amylase était directement proportionnelle à la teneur en groupes thiols. Dans le cas qui nous

préoccupe, on peut penser que la protéine amylasique ne représente qu'une infime partie des protéines —SH et que ses variations ne sont pas décelables dans nos conditions.

Nous nous sommes demandés si l'étude des organes isolés, au stade du percement du coléoptile, permettrait une meilleure interprétation. Les résultats acquis sont traduits graphiquement dans la figure 2.

L'albumen présente une valeur amylolytique élevée et une très faible densité en composés sulfhydrylés; le système enzymatique ne nécessiterait, par conséquent, que peu de radicaux —SH pour son activité.

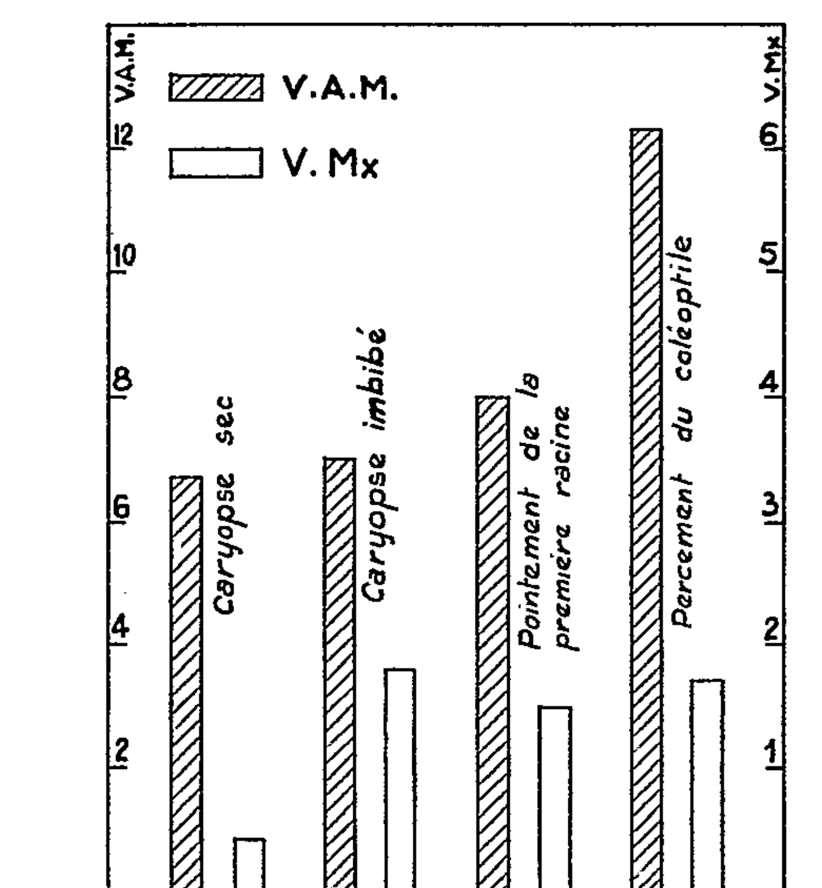


Fig. 1.

Le scutellum possède aussi une valeur enzymatique élevée; ceci n'est pas surprenant car son rôle dans la sécrétion des enzymes de l'amylolyse est bien connu. Les propriétés décarboxylantes sont également importantes et l'on peut se demander si les composés thiols ne contribuent pas au maintien des activités cellulaires liées à la dégradation de l'amidon.

L'ensemble « racines-mésocotyle », bien que relativement riche en amylase, ne joue qu'un rôle secondaire dans les processus amylolytiques. Sa teneur en composés sulfhydrylés est surtout liée aux phénomènes de croissance, de multiplication et d'élongation cellulaires.

Le coléoptile accuse, à sa période de sénescence, une activité décarboxylante non négligeable mais sa valeur amylolytique est faible.

Enfin, l'ensemble « feuilles-point végétatif » s'oppose à l'albumen par sa valeur enzymatique insignifiante et ses propriétés décarboxylantes très marquées. Ici, les thiols qui entrent dans la structure du système « amylases-maltase » n'interviendraient pratiquement pas dans la décarboxylation de l'acide mésoxalique. Celle-ci serait due, essentiellement, aux composés thiols liés, d'une part, à l'activité mitotique du point végé-

tatif et de la base foliaire, d'autre part, aux phénomènes de l'assimilation chlorophyllienne.

L'étude des organes séparés permet seulement de localiser plus étroi-

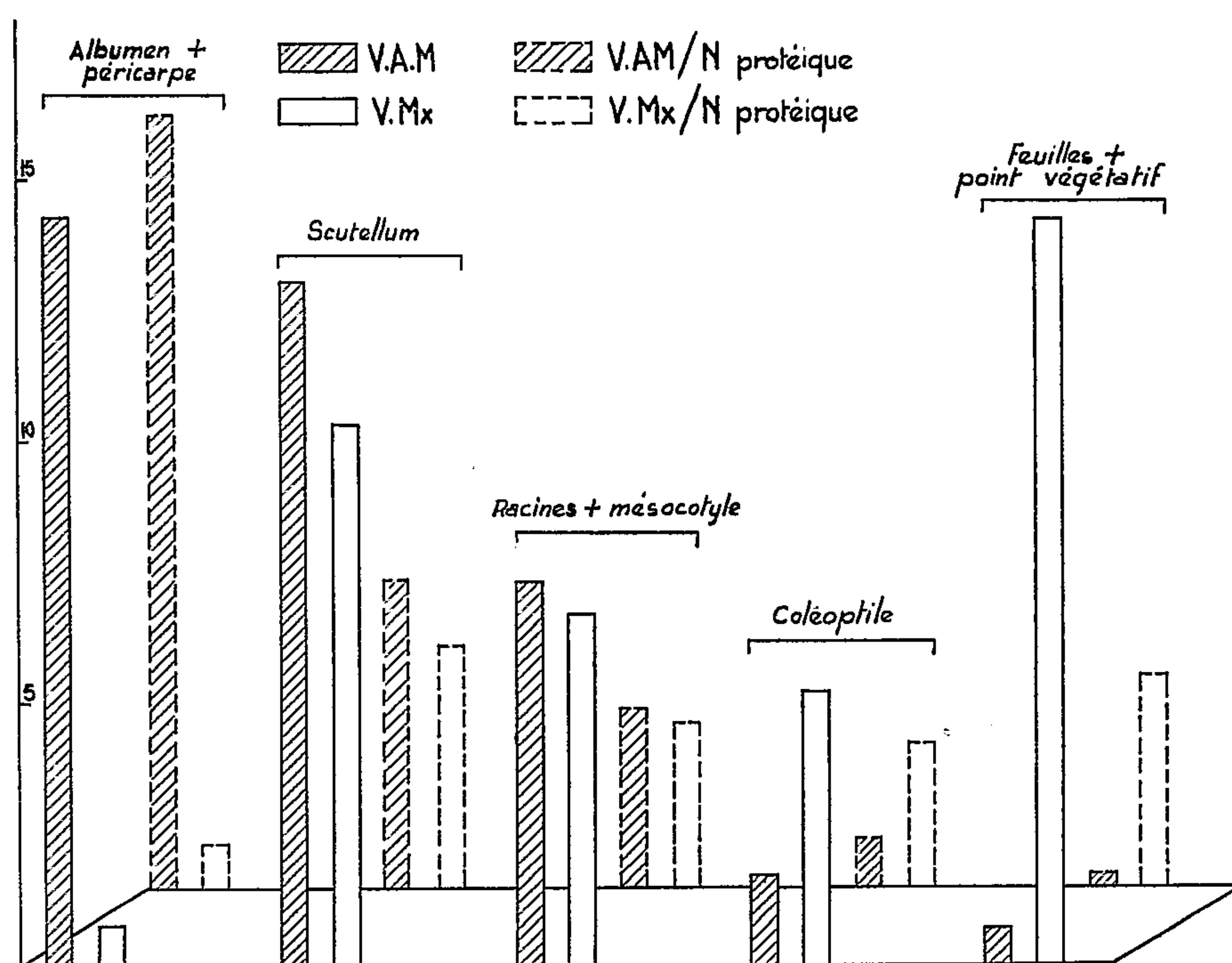


Fig. 2.

tement les enzymes de l'amylolyse et les composés thiols sans qu'il soit possible d'en tirer de plus amples informations. Le fait de rapporter les valeurs trouvées à l'azote protéique conduit à des variations qui s'effectuent dans le même sens (graphiques en pointillé de la figure 2). Toutefois, on constate que les différences entre les activités des différents organes s'atténuent.

(1) J. C. E. Weill et M. L. Caldwell, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 212.

(2) A. K. Ghosh, *Proc. of the Internat. Symposium on Enzyme Chemistry*, Tokyo and Kyoto, Pergamon Press, Maruzen, 1958, p. 532.

(3) G. Brunel-Capelle, *Thèse Doct. Sc. nat.*, Paris, 1955; M. Goas, *Thèse Doct. Sc. nat.*, Toulouse, 1959.

(*Laboratoire de Physiologie végétale, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Acide gibberellique et propriétés enzymatiques des germinations de* Lycopersicum esculentum *Mill. Phénoloxydases.* Note de Mme **Charlotte Lacave-Beauchamp**, présentée par M. Raoul Combes.

Le traitement des graines de Tomate par l'acide gibberellique a une répercussion sur le contingent enzymatique des germinations : selon les organes et les substrats considérés, on observe soit une augmentation, soit, plus rarement, une diminution des activités enzymatiques.

On possède actuellement de nombreuses données sur les modifications de la croissance et du développement apportées par le traitement des végétaux par les gibberellines (1). Par contre, on est beaucoup moins bien renseigné sur l'influence de ces substances sur les processus du métabolisme. Quelques bilans carbone et azote ont été établis, des différences de poids frais et secs constatées; enfin, l'activité de certaines enzymes du métabolisme glucidique a été envisagée, mais il existe de nombreuses contradictions (2).

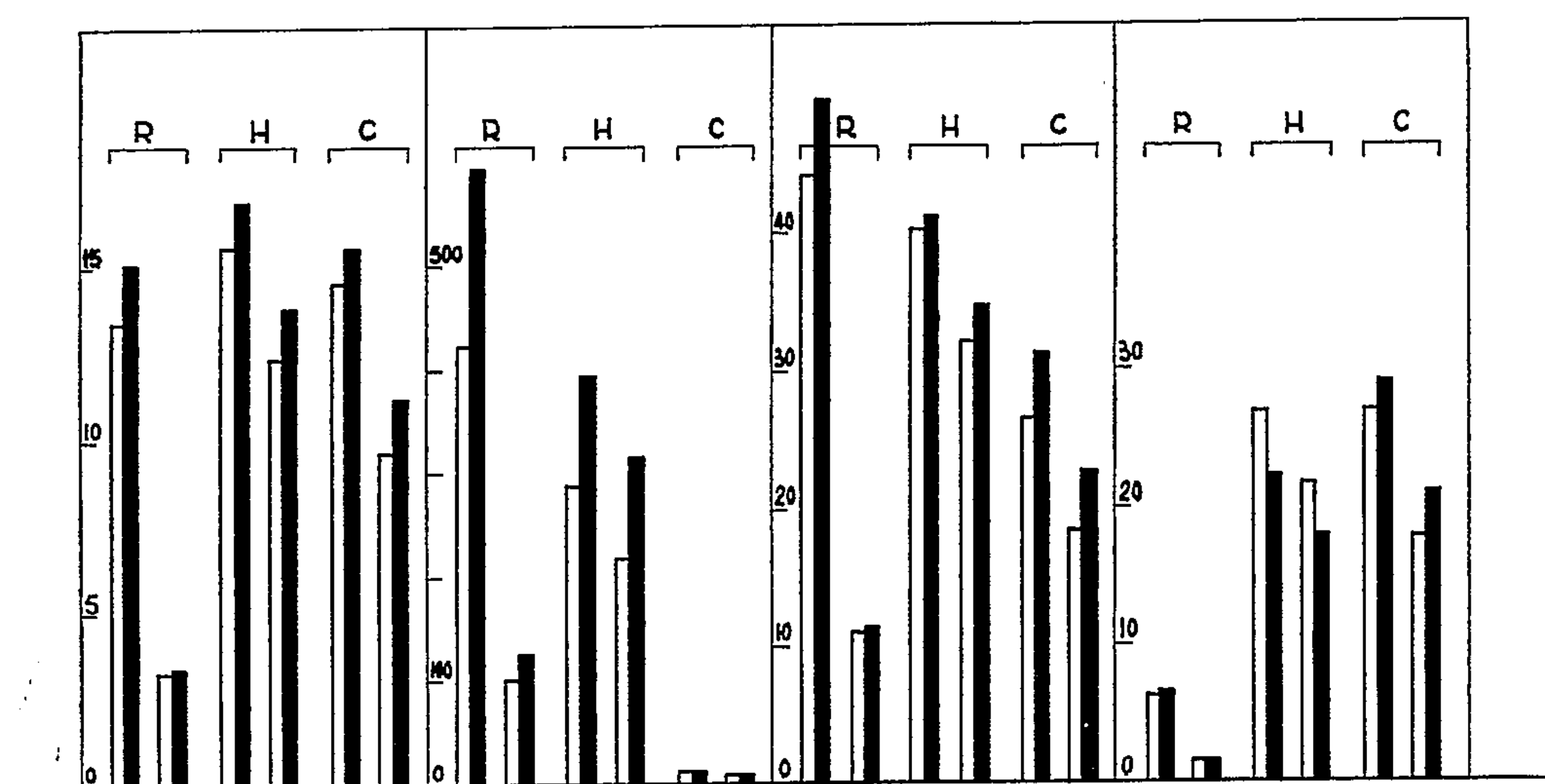
Dans cette Note, je me propose de donner quelques résultats d'un travail d'ensemble en cours, sur le métabolisme de *L. esculentum* traitée ou non par l'acide gibberellique; je me limiterai ici aux cas de l'acide ascorbique oxydase et de certaines phénoloxydases.

Pour les essais, j'ai retenu la variété « Merveille des Marchés » de Vilmorin. Les cultures sont effectuées sur vermiculite avec la solution de Hoagland au 1/10e, en partant de deux lots de graines imbibées, au préalable, pendant 16 h à la température ordinaire, l'un dans l'eau distillée, l'autre dans une solution d'acide gibberellique pur à 2.10^{-4} M. Après un séjour de 48 h à l'obscurité, à 25°, à une humidité de 80 %, les cultures sont soumises uniformément aux conditions suivantes : 8 h d'obscurité, 16 h d'éclairement. Après 10 jours, les plantules sont récoltées, les divers organes (racines, hypocotyles, cotylédons) séparés et séchés à froid dans le vide sur chlorure de calcium. Enfin, les activités enzymatiques sont déterminées par la méthode manométrique sur le matériel sec, broyé juste avant l'emploi en respectant les conditions expérimentales ci-après :

	Acide ascorbique oxydase.	Crésolase.	*p*-diphénol-oxydase.	*o*-diphénol-oxydase.
Substrat	Acide ascorbique	*p*-crésol	Hydroquinone	Catéchol
Température (°C)	25	25	25	25
Tampon	Mc Ilvaine	Mc Ilvaine	Mc Ilvaine	Phosphates
pH	5,7	6,2	4,6	6,5
C. en substrat	M/350	M/50	M/125	M/125
Matériel végétal (mg)	20	2	20	20
Durée (mn)	60	90	90	60

Afin de pouvoir comparer les propriétés enzymatiques des organes, j'ai défini, dans chaque cas, une unité d'activité correspondant, dans les

conditions précitées, à la disparition de 10^{-5} M de substrat en 20 mn pour l'acide ascorbique oxydase, 40 pour la crésolase, 60 pour la *p*-diphénoloxydase et 10 pour l'*o*-diphénoloxydase. Les activités enzymatiques ont été rapportées non seulement à 1 g de poids sec, mais encore à 1000 organes, afin de pouvoir tenir compte des variations de poids entre plantes normales et plantes traitées. Les graphiques résument les résultats obtenus.



En ordonnées : unités d'activité enzymatique. En blanc : plantes témoins; en noir : plantes traitées par l'acide gibberellique. R, racines; H, hypocotyles; C, cotylédons. Pour chaque organe, le graphique de gauche donne des activités par rapport à 1 g de matériel sec, celui de droite les activités par rapport à 1000 organes. De gauche à droite, acide ascorbique-oxydase, crésolase, *o*-diphénoloxydase et *p*-diphénoloxydase.

Acide ascorbique-oxydase. — Cette enzyme est bien représentée dans les différents organes de la Tomate : activités voisines de 15. Le traitement initial des graines par l'acide gibberellique apporte peu de changements dans la teneur en catalyseur : activité enzymatique légèrement plus élevée pour les hypocotyles et les cotylédons (15 %) et sans changement pour les racines.

Crésolase. — Il existe un gradient dans la répartition de l'enzyme : la teneur est maximale dans les racines, importante dans les hypocotyles et pratiquement nulle dans les cotylédons. A l'exception des racines, le traitement par l'acide gibberellique conduit à une exaltation très sensible de l'activité du catalyseur.

o-diphénoloxydase. — Les cotylédons présentent une activité d'*o*-diphénoloxydase importante; or, on considère souvent que l'oxydation biologique des mono- et *o*-diphénols est due à une seule et même enzyme; *a priori*, les propriétés enzymatiques des cotylédons ne sont pas en accord avec

cette façon de voir; en effet, seule l'activité de l'*o*-diphénoloxydase y est représentée. Enfin, les résultats rapportés à 1000 organes font ressortir que la teneur en enzyme des cotylédons uniquement, est augmentée par le traitement à l'acide gibberellique.

p-diphénoloxydase. — Le traitement par l'acide gibberellique provoque, contrairement à ce que nous avons vu jusqu'ici, une diminution de la teneur en catalyseur des hypocotyles.

Nos résultats montrent que le traitement par l'acide gibberellique a une répercussion sur le contingent enzymatique des germinations de tomate : selon les organes et les substrats considérés, on observe soit une augmentation, soit une diminution des activités enzymatiques. Par ailleurs, j'ai constaté que des phénomènes plus complexes apparaissent, d'une part, avec l'acide ascorbique, d'autre part, avec l'*o*-diphénol en présence de réducteur. Ces problèmes, de même que ceux concernant les activités des catalase, peroxydase, acide chlorogénique-oxydase et des enzymes du métabolisme azoté seront examinés ultérieurement.

(1) M. J. Bukovac, S. H. Witter et F. G. Teubner, *Mich. Agric. expt. Sta. Quart. Bull.*, 40, 1957, p. 207; L. Rappafort, *Plant Physiol.*, 32, 1957, p. 440; B. B. Stowe et T. Yamaki, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 8, 1957, p. 181.

(2) T. Hayashi, *J. A. C. S. of Japan*, 16, 1940, p. 531; T. Hayashi et Y. Murakami, *Bull. Nat. Inst. Agric. Sci.*, série D 7, 1958, p. 159; L. E. Weller, S. H. Wittwer, M. J. Bukowac et H. M. Sell, *Plant Physiol.*, 32, 1957, p. 371; D. C. Mc Cune et A. W. Galston, *Plant Physiol.*, 34, 1959, p. 416.

(*Laboratoire de Physiologie végétale,
Faculté des Sciences, Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Modifications du métabolisme azoté du* Gliocladium cibotii *Van Beyma au cours de la croissance.* Note (*) de MM. **Charles Montant** et **Guy Viala**, présentée par M. Lucien Plantefol.

A partir du mycélium de *Gliocladium cibotii* Van Beyma, récolté sur un milieu synthétique, où l'acide aspartique représente seul l'aliment azoté, on établit la courbe de croissance, la courbe de vitesse de croissance, et le bilan azoté. L'évolution du métabolisme protéique est ainsi précisée et une preuve physiologique de l'équilibre carbone/azote apportée.

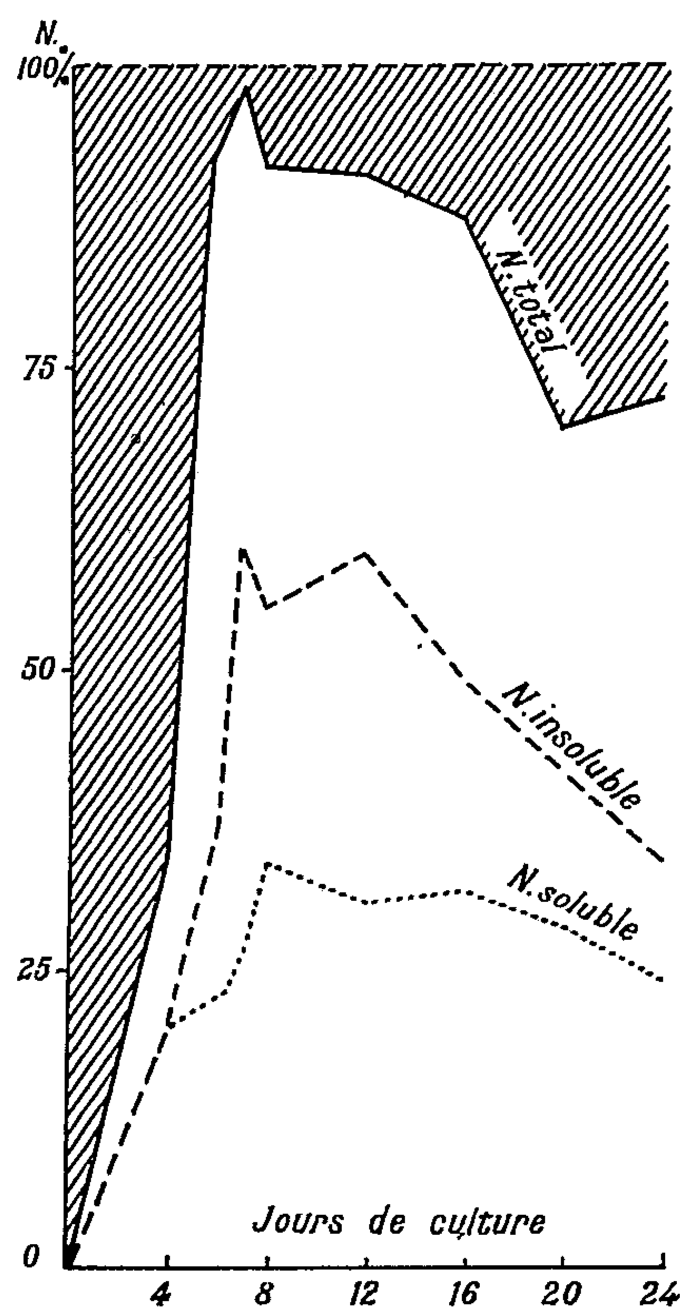
Malgré leur intérêt, les modifications du métabolisme azoté des Champignons au cours de la croissance ont peu retenu l'attention ([1]).

Nous avons choisi de les étudier sur un Adélomycète, le *Gliocladium cibotii* Van Beyma dont l'un de nous a précédemment déterminé la morphogénie ([2]). Une souche, procurée par le Central Bureau Voor Schimmelcultures de Baarn (Hollande), a été repiquée une trentaine de fois sur carotte. Le milieu, à partir duquel les cultures se révèlent être morphologiquement et pondéralement les meilleures, a la composition suivante : H_2O, 1000 ml; glucose, 45 g; acide aspartique, 1,90 g; H_2KPO_4, 1,95 g; $H_4Ca(PO_4)_2$, H_2O, 0,22 g; $MgSO_4$, $7H_2O$, 0,30 g; $FeSO_4$, $7H_2O$, 0,03 g; $ZnSO_4$, $7H_2O$, 0,04 g; $MnSO_4$, $7H_2O$, 0,01 g. Les concentrations de la source azotée (0,02 %) et carbonée (1,8 %) incorporées dans ce milieu ont été reconnues optimales. Le rapport qui s'est ainsi montré expérimentalement ([2]) le plus favorable à la croissance est donc de 93. La solution nutritive amenée à un pH de 5,4 est répartie, à raison de 30 ml, dans des fioles standards d'Erlenmeyer de 300 ml. Après stérilisation, on l'ensemence aseptiquement à partir d'une dilution de spores. Les cultures sont conservées à l'obscurité dans une étuve réglée à 21° C. La conidiogénèse débute au 7e jour.

Dès le 4e jour, et ensuite tous les deux jours, le mycélium est récolté, lavé soigneusement, desséché et pesé. On établit une courbe de croissance qui permet de construire une courbe de vitesse de croissance en milligrammes par heure ([3]). Sur d'autres cultures effectuées dans les mêmes conditions, on procède aux opérations suivantes : *a.* sur le mycélium desséché on détermine au « microkjeldhal » la quantité d'azote organique total; *b.* après récolte, on broie à l'homogénéiseur le mycélium dans l'alcool à 70°; on recueille séparément, après centrifugation, l'alcool (qui contient les substances azotées solubles) et le précipité où se trouve l'azote non soluble : on dose l'azote organique contenu dans ces deux fractions; *c.* les filtrats de milieu de culture sont conservés et, après passage sur résines à échangeurs de cations (type Permutite 50), soumis à une électrophorèse à pH 3,9 ([4]) pour opérer un dosage de l'acide aspartique suivant la technique de Biserte ([5]).

Un bilan azoté est ainsi établi. Les figures 1, 2 et 3 groupent les résultats et nous conduisent à souligner plusieurs points :

1. Le *Gliocladium cibotii* atteint son accroissement maximal le 6e jour (16,2 mg/h); cette vitesse de croissance diminue jusqu'au 24e jour où est atteint le maximum de développement. Dès lors la vitesse tend à devenir négative (*fig.* 2 et 3).



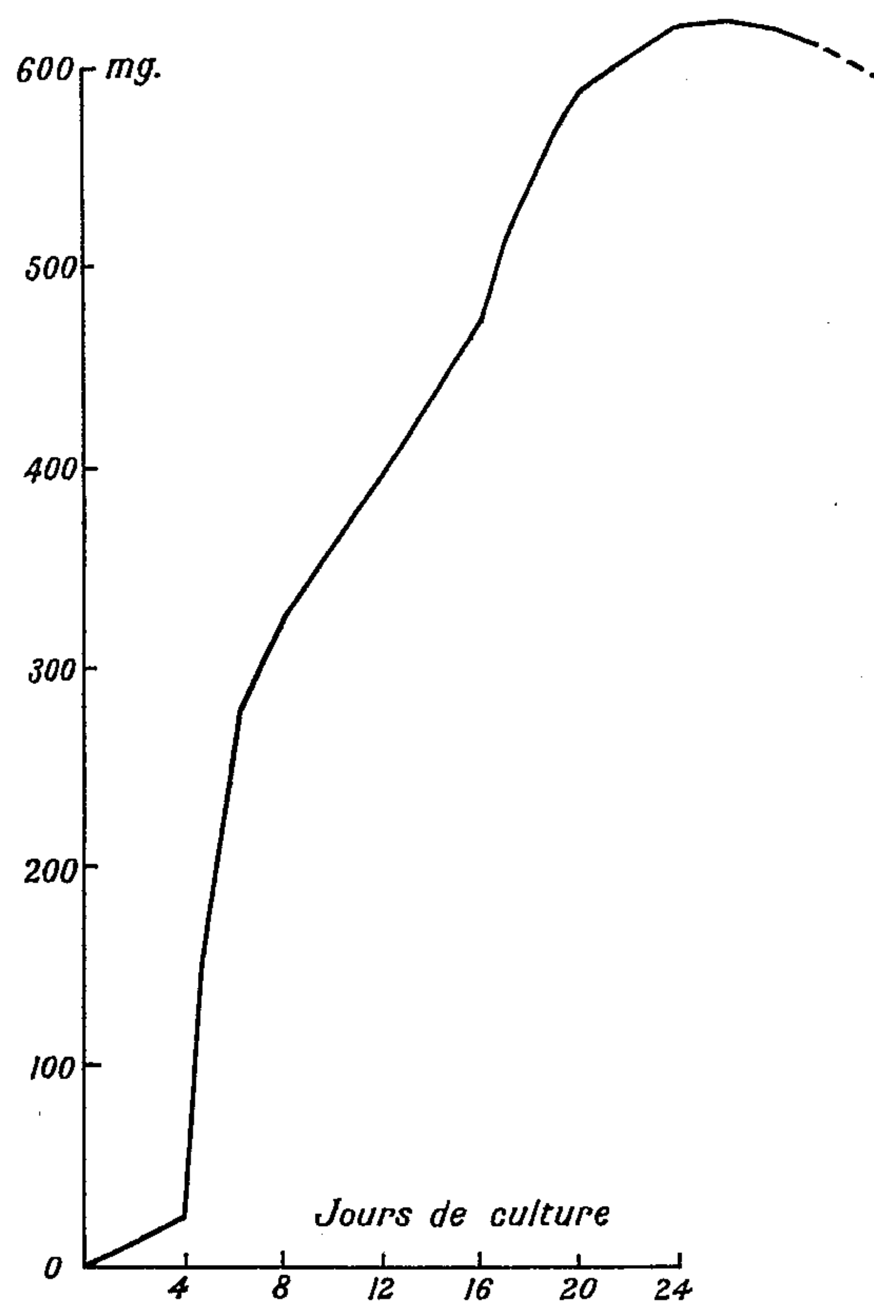


Fig.1 Fig.2

Gliocladium cibotii.

Fig. 1. — Bilan azoté en fonction de l'azote fourni.
La zone hachurée représente le pourcentage d'azote présent hors du mycélium.
Fig. 2. — Accroissement pondéral du mycélium en milligrammes.

2. Dans les conditions expérimentales précitées, le champignon ne dispose comme seule source azotée que de 57 mg d'acide aspartique, soit 6 mg d'azote. Or, les dosages de cette source azotée (*fig.* 1) indiquent qu'elle disparaît pratiquement du milieu dès le 8e jour, c'est-à-dire un jour après le début de la conidiogénèse. A partir de cette date, l'azote total diminue, tandis que l'azote soluble se maintient sensiblement au même niveau : il semblerait que dans le métabolisme protéique le catabolisme l'emporte sur l'anabolisme. L'azote, qui avait presque totalement disparu du milieu, réapparaît de plus en plus abondant dans le filtrat. Le bilan azoté très fortement positif jusqu'au 7e jour devient de plus en plus négatif.

3. Ce renversement du bilan se produit juste après la vitesse maximale de croissance : c'est alors que les conidies apparaissent et que commencent les phénomènes d'autolyse dont témoignent l'augmentation de l'azote présent dans les filtrats d'une part et plus tard la perte de poids.

On peut se demander si le développement physiologique de ce Cham-

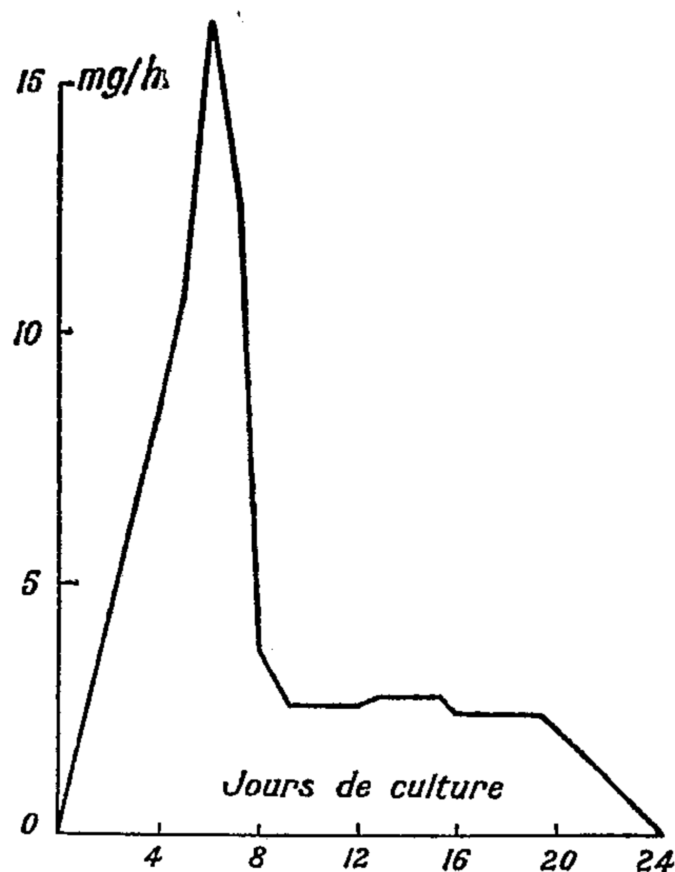


Fig. 3

Vitesse de croissance du mycélium (en milligrammes par heure).

pignon ne rappellerait pas ainsi la physiologie d'une plante annuelle qui, après un équilibre de croissance, où domine l'azote, arrive à un équilibre de fructification puis de déclin. L'importance du rapport glucides/protides ou carbone/azote déjà signalé dans les Champignons (6) serait confirmée dans ce cas.

(*) Séance du 21 mars 1960.
(1) Le R. P. Carles nous a donné des conseils à cette occasion.
(2) G. Viala, *Diplôme d'Études supérieures*, Toulouse, 1959.
(3) Cette deuxième courbe, dont les auteurs classiques ne parlent pas, sera discutée ailleurs.
(4) N. Michl, *Monatshefte Chem.*, 82, 1951, p. 489.
(5) G. Biserte et coll., *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 40, 1958, p. 2067.
(6) R. Morquer, *Thèse Sc. Nat.*, Paris, 1931.

(*Laboratoire de Cryptogamie, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — In vitro, *les besoins en substances préformées du cambium des tiges d'*Ecbalium elaterium *Rich. dépassent ceux de la pulpe des baies.* Note (*) de M. **François Nysterakis**, transmise par M. Henri Gaussen.

Les tissus internes des fruits d'*E. elaterium* prolifèrent abondamment dans des milieux très simples sans auxine. Il faut ajouter 50 mg/l d'acide indol-β-acétique pour que les tissus des tiges qui portent les fruits prolifèrent. Les tissus des fruits et les racines néoformées sur les segments des tiges se sont montrés insensibles à cette dose considérable d'auxine. A partir des faits ci-dessus, quelques considérations d'ordre général sont évoquées.

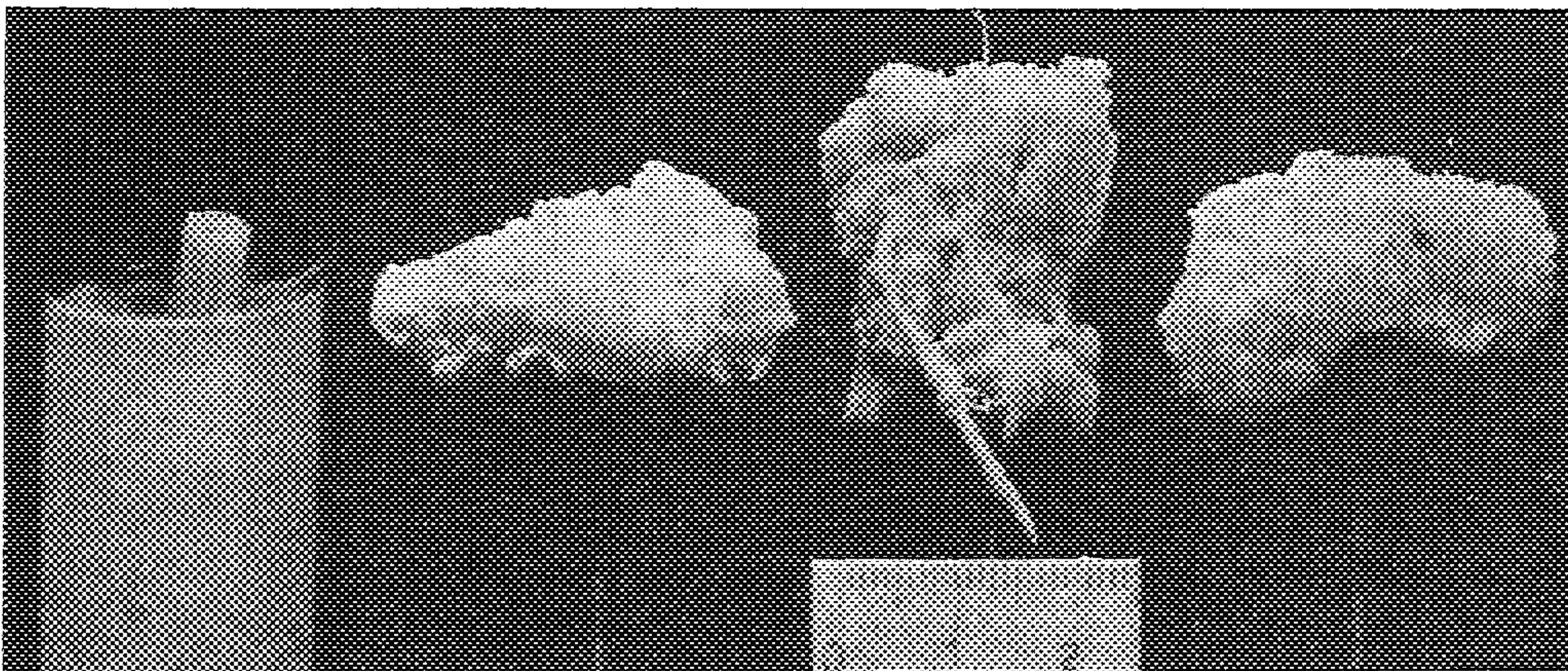
J'ai signalé (1) que les tissus de la pulpe de fruits d'*Ecbalium elaterium* Rich., prolifèrent abondamment dans des milieux renfermant exclusivement des sels inorganiques et du sucre. Sous les mêmes conditions, les tissus périphériques des baies, riches en faisceaux, ne prolifèrent pas et aucune des nombreuses substances « stimulantes » utilisées n'a pu suppléer à leur incapacité de prolifération. Le fait que, au cours de la culture initiale, les besoins en substances préformées du tissu le plus voué à la dégénérescence d'un fruit, ne dépassent pas ceux des tissus de crown-galls, anergiques ou encore des tissus cambiaux de quelques tiges et racines, est assez inattendu. Ceci, d'autant plus que les besoins de ce tissu du fruit se sont montrés inférieurs à ceux du cambium des tiges d'autres végétaux. Mais comme la capacité à la division d'un tissu donné d'espèce ou de variété distincte, diffère souvent fortement, il s'avérait nécessaire de comparer la potentialité de division du tissu de la pulpe des fruits avec celle du tissu cambial des tiges qui portent les fruits.

Ont été prélevés : 1° des segments de tiges de 2 cm, exclusivement sur les 4e et 5e entre-nœuds à partir de l'apex de *E. elaterium*; 2° les fruits immédiatement au-dessus de chaque entre-nœud utilisé. Les uns et les autres ont été préparés comme précédemment (1), (2) et cultivés dans les milieux contenant les sels inorganiques de Gautheret (3), ou encore, en grammes par litre, KNO_3, 0,8; KH_2PO_4, 0,8; $MgSO_4$, 0,5; ClNa, 0,1; CL_2Ca, 0,1. Parallèlement, 10 mg/l de *l*-cystéine et 50 mg/l de glutathion ont été éprouvés seuls ou en combinaison avec 0,1 à 10 mg/l d'acide indol-β-acétique (AIA). Tous les milieux contenaient 30 g de glucose et 10 g de gélose par litre.

Sous ces diverses conditions, les tiges (*fig.* 1) et les tissus périphériques des tranches de fruits n'ont pas proliféré. Par contre, les tissus de la pulpe ont à nouveau donné de belles cultures (*fig.* 2).

En plus des concentrations précitées d'auxine, la dose considérable de 50 mg/l a été expérimentée en 1959. Cette fois, les tiges de *E. elaterium* ont proliféré *mais uniquement* dans le milieu contenant cette dose d'auxine (*fig.* 3), tandis que les tranches de fruits réagissaient pratiquement

de la même façon avec ou sans AIA (*fig.* 2 et 4). J'ai noté 90 % de cultures réussies au cours de l'expérimentation du 20 juillet 1959 et seulement 70 % lors de la répétition du 12 août 1959. Sans m'arrêter pour le moment à cette différence, j'ajouterai que des signes de prolifération des tiges étaient visibles dès le 3e jour de culture. Environ 10 jours après, la partie immergée dans le substratum avait bien proliféré, la partie hors du milieu beaucoup moins mais avait donné de nombreuses ébauches de racines. A cette date, un rapide examen des coupes montrait que les cellules du cambium, des rayons médullaires, de certains tissus de l'écorce et même de la moelle participaient à la prolifération, bien que, à des degrés très différents. On trouvait, côte à côte, de petites cellules néoformées, d'autres « normales »



Au 30e jour de culture, grandeur naturelle :
Fig. 1. — Segment de tige de *E. elaterium* dans milieu de base sans auxine.
Fig. 2. — Culture d'une demi-tranche du fruit dans le même milieu sans auxine.
Fig. 3. — Culture de tige dans milieu de base plus 50 mg/l d'auxine.
Fig. 4. — Culture d'une demi-tranche de fruit dans le même milieu que la culture de la figure 3.

et enfin, des cellules démesurément agrandies, suivant deux dimensions ou une seule, ou encore, idosiamétriques. Si la forme et les dimensions des grandes cellules peuvent être attribuées à la forte dose d'auxine, l'explication de celles des petites cellules est à rechercher.

Un mois après l'ensemencement, la prolifération anarchique intéresse l'ensemble des segments (*fig.* 3). Le nombre des racines visibles est variable d'une culture à l'autre mais presque toujours élevé. En dépit de la très forte dose d'auxine, et comme chez *Aucuba japonica* [2], l'aspect macroscopique des racines est normal et leur croissance apparemment rapide; des racines, dont la majeure partie se trouve dans le substratum, dépassent parfois 4 cm de long.

De l'ensemble de ces données, quelques points sont à retenir dès à présent :

1° Dans des milieux contenant uniquement des sels inorganiques et

du glucose, le tissu du fruit de *E. elaterium*, le plus voué à la dégénérescence, prolifère abondamment tandis que le cambium des tiges qui portent les fruits, ou encore les tissus périphériques du fruit, ne prolifèrent pas. Il n'est donc pas permis de préjuger de la potentialité de division *in vitro* d'un tissu, en tenant *uniquement* compte de sa destinée dans les conditions naturelles, ou de son degré de différenciation.

2° Les tissus du fruit sont insensibles à toutes les doses d'auxine utilisées et quoique nous ne disposions pas d'un point de repère pour préciser les réactions des racines (puisqu'elles ne sont apparues qu'en présence de 50 mg/l), il y a des raisons de croire que leur résistance aux fortes doses d'auxine est anormalement élevée.

3° Si, en présence de 50 mg/l d'auxine, les tissus de fruits et les racines néoformées se sont montrés insensibles, les tiges prolifèrent et donnent des cellules de formes et de dimensions très variées. Ceci montre, une fois de plus, que de très nombreux obstacles restent à franchir, avant de pouvoir lier directement « dose et activité d'auxine » d'une part, concentration d'auxine et un ou plusieurs types de « croissance » des cellules ou organes, d'autre part.

Une autre considération peut être retenue. En supposant avec Gaussen [4], que « l'influence sexuelle » serait conservatrice de certaines potentialités évolutives, on pourrait, peut-être, mieux comprendre pourquoi les besoins en substances préformées des cellules cambiales de *E. elaterium* sont supérieurs à ceux des cellules de la pulpe de ses fruits. Il faut évidemment admettre, dans ce cas, que les tissus dont les besoins en substances préformées sont réduits, ont conservé des potentialités, supposées primitives, et que d'autres tissus, qui demandent des composés complémentaires, les ont apparemment ou définitivement perdues.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) F. Nysterakis, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1906.

(2) F. Nysterakis, *VIII*e *Congrès international de Botanique*, Paris, séries 11 et 12, 1954, p. 134-135.

(3) R. Gautheret, *Manuel technique de culture des tissus végétaux*, Masson, Paris, 1942.

(4) H. Gaussen, *Revue générale des Sciences*, 52, 1942, p. 4-9.

HISTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur le développement de fragments de bractées d'Artichaut.* Note (*) de Mlle MARIA TOPONI, présentée par M. Roger Gautheret.

Les tissus de bractées d'Artichaut sont capables de se développer *in vitro* sous l'action de facteurs de croissance, notamment d'auxines, de lait de Coco et de cinétine. Ils manifestent des phénomènes de polarité et de dorsiventralité.

La culture de tissus de Phanérogames est généralement réalisée à partir de fragments de tiges ou de racines. Les tissus de feuilles n'ont fait l'objet que de rares essais. Quant aux bractées, dont les caractères histologiques sont apparentés à ceux des feuilles, elles ont été négligées.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'étudier le comportement de ces tissus. Nous nous sommes adressée à l'Artichaut dont les bractées, très charnues et serrées les unes contre les autre, devaient constituer, *a priori*, un matériel favorable. Des bractées de la partie moyenne d'inflorescences furent aseptisées par de l'alcool à 95°, puis par une solution d'hypochlorite de calcium selon la technique de Gautheret.

TABLEAUX I, II et III.

Action combinée de différentes substances stimulantes sur la prolifération de fragments de bractées d'Artichaut.

I		2,4-D				
		0	10^{-7}	10^{-6}	3.10^{-6}	10^{-5}
cinétine	0	0	0	+ +	+ +	+
	10^{-7}	0	+	++++	++++	+ +
	10^{-6}	+ +	+++++	+++++	++++	+ + +
	10^{-5}	+	+ +	+ + +	++++	+ +

II		acide indole-acétique			
		0	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}
cinétine	0	0	0	0	0
	10^{-7}	0	+	+ + +	+ +
	10^{-6}	+ +	+ + +	+++++	+ + +
	10^{-5}	+	+ +	+ + +	+ +

III		2,4-D				
		0	10^{-7}	10^{-6}	3.10^{-6}	10^{-5}
lait de Coco	0	0	0	++	++	+
	18%	0	0	++++	+++	+ +

La prolifération a été exprimée par des croix dont le nombre indique l'intensité; O correspond à une condition qui ne provoque aucune activité.

Des explantats intéressant toute l'épaisseur des bractées furent prélevés dans la région proximale de celles-ci et ensemencés dans des milieux

nutritifs gélosés (0,8 %), additionnés de sels minéraux [solution d'Heller ([1])], de glucose ou de saccharose (5 %) et, le cas échéant, de diverses substances stimulantes : acides indole-acétique (AIA), 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D), cinétine, lait de Coco.

Les cultures furent maintenues à 26° et éclairées 14 h par jour au moyen de tubes luminescents donnant un éclairement de 500 lx à 20 cm (tubes Atlas 40 W, 4 300° K).

Les résultats furent les suivants :

Des explantats cultivés dans un milieu dépourvu de substances stimulantes ne manifestent aucune prolifération, mais un simple gonflement de la partie enfoncée dans le milieu (*fig.* 1 *a*), gonflement qui résulte d'un accroissement des cellules.

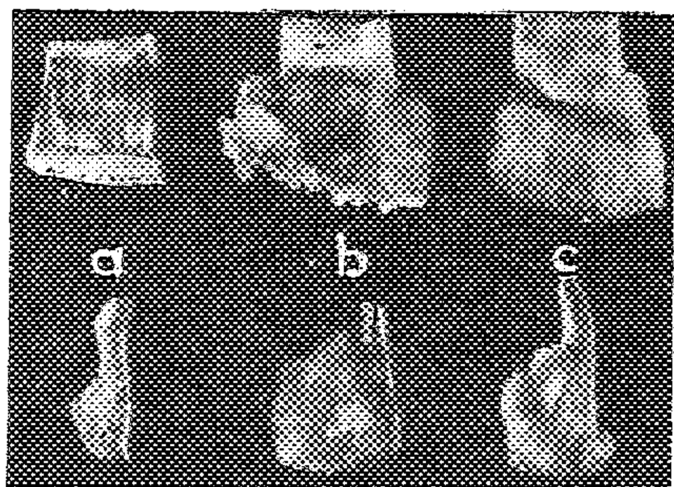


Fig. 1.

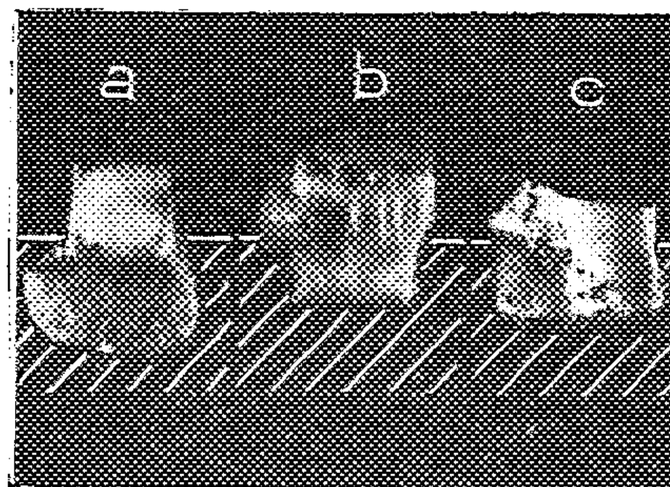


Fig. 2.

Fig. 1. — Fragments de bractées d'Artichaut ayant été cultivés, pendant un mois, en présence de différentes substances stimulantes.
a, témoin; *b*, en présence de 10^{-6} de 2.4-D; *c*, en présence de 10^{-6} de cinétine.
En haut : explantats vus de face. *En bas :* explantats vus en section longitudinale.

Fig. 2. — Fragments de bractées d'Artichaut ayant été cultivés, pendant 20 jours, en présence de 2.4-D (10^{-6}) et de cinétine (10^{-6}).
a, face proximale enfoncée dans le milieu; *b*, face distale enfoncée dans le milieu; *c*, les deux faces proximale et distale sont à demi immergées.

L'addition d'auxines aux milieux de culture donne des résultats variables : l'AIA est inactif (tableau II), tandis que le 2.4-D provoque une vigoureuse prolifération des explantats (tableaux I et II et *fig.* 1 *b*).

Le lait de Coco n'a exercé aucune action (tableau II); par contre la cinétine manifeste des propriétés excitoformatrices très puissantes (tableaux I et II et *fig.* 1 *c*).

Nous avons également associé les composés auxiniques (AIA, 2.4-D) à la cinétine et au lait de Coco; les résultats résumés dans les tableaux ci-joints, montrent que le mélange de ces facteurs exerce une action très supérieure à celle manifestée par chacun d'eux pris isolément. Ceci est particulièrement net dans le cas de l'AIA associé à la cinétine.

Le mode de développement des fragments de bractées présente quelques particularités dignes d'intérêt. Signalons tout d'abord que le 2.4-D seul

ou mélangé au lait de Coco provoque la production de pseudothalles suivie d'une prolifération interne accompagnée d'une transformation hyperhydrique (*fig.* 1 *b*) si bien que le cal se dissocie. Au contraire, sous l'action de la cinétine, seule ou associée à une auxine, on observe la formation d'un cal compact (*fig.* 1 *c*).

Nous avons en outre constaté que le développement des fragments de bractées est nettement polarisé. Si leur extrémité proximale est enfoncée dans le milieu de culture elle prolifère intensément (*fig.* 1 et 2 *a*), à condition, bien entendu, qu'on ait utilisé les substances stimulantes convenables énumérées précédemment. Si au contraire c'est l'extrémité distale qui est enfoncée dans le substratum, la région proximale étant en dehors de celui-ci, on constate que l'activité de la région proximale est insignifiante et qu'un début de prolifération se manifeste dans la région de l'explantat qui est proche de la surface du substratum (*fig.* 2 *b*). Si enfin, les fragments sont placés d'une manière telle que leurs faces proximale et distale soient toutes deux à demi immergées dans le milieu nutritif, la prolifération intéresse la partie de la face proximale qui est au contact du substratum (*fig.* 2 *c*). Tout se passe donc comme si la prolifération des tissus résultait de l'action conjuguée des substances stimulantes contenues dans le milieu et d'un facteur endogène circulant électivement dans le sens distal-proximal.

Nous avons enfin constaté l'existence d'une dorsiventralité caractérisée par le fait que la face interne des explantats est pratiquement la seule à proliférer (*fig.* 1).

On voit, en résumé, que des fragments de bractées peuvent être cultivés dans des milieux contenant certaines auxines, comme le 2, 4-D ou de la cinétine. L'association de ces deux types de substances manifeste de remarquables phénomènes de synergie. Le lait de Coco renforce également les propriétés stimulantes du 2.4-D.

Enfin, le mode de développement des explantats met en évidence des phénomènes de polarité et de dorsiventralité dont l'étude précise exige de recourir à des observations histologiques qui seront décrites ultérieurement.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) R. HELLER, *Recherches sur la nutrition minérale des tissus végétaux cultivés* in vitro *Thèse*, Paris, 1953, 223 pages et *Ann. Sc. Nat. Bot. Biol. Vég.*, 14, p. 1-223).

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la culture* in vitro *de racines isolées de jeunes sporophytes de* Pteris longifolia *L.* (*Polypodiacées*). Note (*) de Mme **Raymonde Durand-Rivières**, transmise par M. Louis Emberger.

On peut cultiver aseptiquement de jeunes racines de sporophyte de Fougères; il se forme, à l'apex, une tumeur, capable de régénérer des sporophytes complets, ce qui montre que les tissus de la racine peuvent retrouver toutes les potentialités de l'œuf fécondé.

Nous avons employé la technique suivante :

Un prothalle porteur d'un jeune sporophyte à l'état de première feuille et de première racine, obtenu aseptiquement, à partir de la spore, sur milieu liquide, selon la méthode de Mme Hurel-Py [1], est placé dans une boîte de Pétri stérile. A l'aide d'aiguilles stériles, on coupe la très jeune racine, lorsqu'elle a moins d'un demi-centimètre de longueur, et on la transporte sur le milieu de culture choisi.

Les cultures ont été faites sur milieu de Knop, additionné de la solution d'oligo-éléments de Berthelot (1 goutte pour 100 ml de milieu) et de 2 % de glucose, et soumises à un éclairement de 800 lx, pendant 12 h par jour. Nous avons constaté qu'au bout de quelques jours, l'apex de ces racines se gonfle et forme une sorte de « tumeur », tandis que l'extrémité blessée

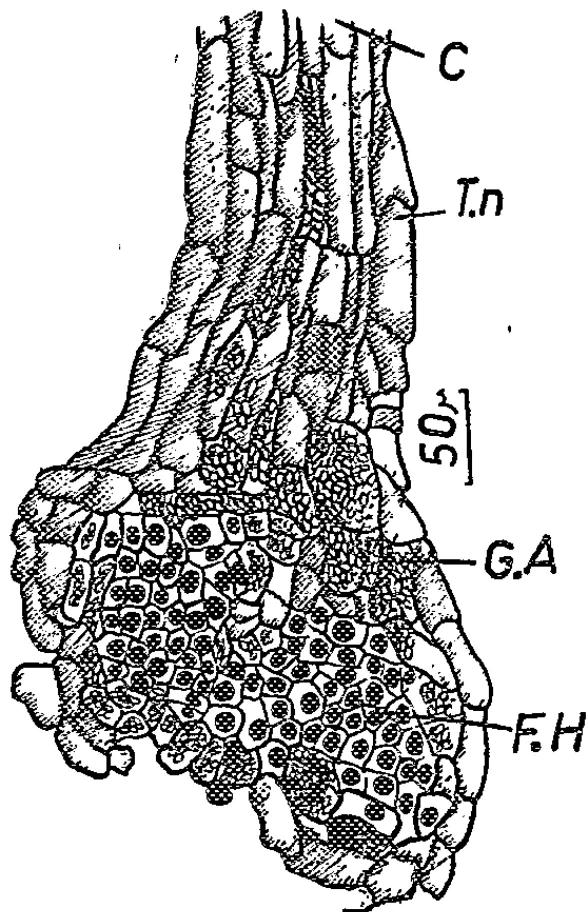


Fig. 1. — Coupe à travers la région apicale d'une racine, après 25 jours de culture; *T.n* (cellules ombrées), tissus nécrosés, la mortification des cellules n'a laissé subsister que les foyers histogènes (*F.H*) sous-apicaux; *C*, extrémité basale blessée; *G.A*, grains d'amidon.

se nécrose, sans la moindre prolifération. Sur des coupes à travers cette tumeur, faites à différents stades, on peut suivre le processus de sa

formation. On observe d'abord la nécrose de la coiffe de la racine, tandis que le côté blessé commence à brunir et se nécroser lui-même. Un peu plus tard, on ne peut plus reconnaître l'apicale tétraédrique, qui s'est nécrosée à son tour. Parallèlement, toute la région sous-apicale est le siège d'une histogénèse intense de petites cellules à gros noyaux, tandis que la mortification de la partie basale de la racine continue à progresser.

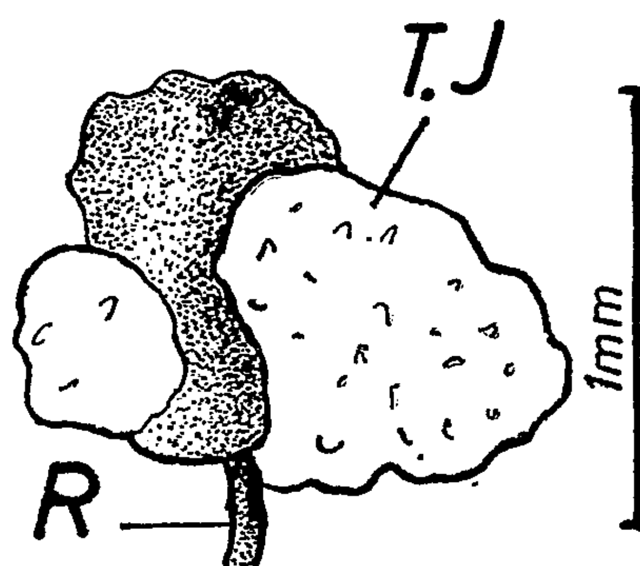


Fig. 2. — « Tumeur » âgée d'environ 2 mois; *R*, partie basale de la racine morte; *T.J*, prolifération de tissu jaune ayant percé les tissus nécrosés ombrés.

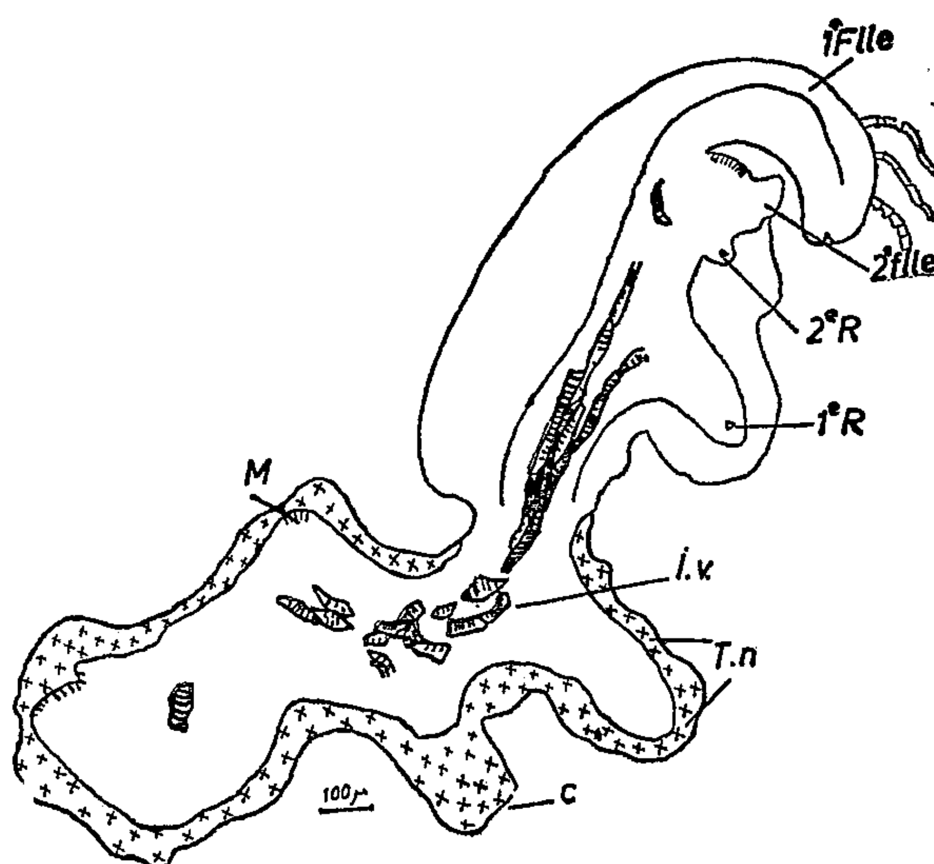


Fig. 3. — Coupe à travers une « tumeur » ayant régénéré un sporophyte avec sa première feuille (1re *Flle*); sa première racine (1re *R*), et les ébauches de la deuxième feuille (2e *Flle*) et de la deuxième racine (2e *R*); îlots vasculaires *I. V*; *T.n*, tissus nécrosés; *M*, méristèmes de nouveaux bourgeons sporophytiques; *c*, cicatrice de la section de la racine.

Après trois semaines environ, la « tumeur » est finalement constituée d'un parenchyme homogène, qui a remplacé le précédent méristème radiculaire. Le reste de la racine (côté blessure) est maintenant mort; seuls les foyers histogènes de la « tumeur » ont subsisté, entourés d'une enveloppe

nécrosée (*fig.* 1). Dans le tissu nouvellement formé, se différencient ensuite des îlots vasculaires.

Après un mois, pendant lequel la « tumeur » est restée stationnaire, il a été procédé à un repiquage sur le même milieu glucosé, mais contenant des quantités variables de lait de coco et d'acide nicotinique, et sous l'éclairage habituellement employé ou à l'obscurité totale; dans ces conditions, de nouvelles proliférations ont lieu. La « tumeur » grossit, particulièrement vite à l'obscurité, dans les milieux contenant 15 % de lait de coco et 5.10^{-5} g/l d'acide nicotinique. On voit apparaître des boursouflures d'un tissu jaune indifférencié, formé de petites cellules, qui ont percé l'enveloppe (*fig.* 2). Au bout de 2 mois et demi de culture, se forment, en bordure des masses du tissu jaune, des bourgeons verdâtres, dont certains se développent en un sporophyte complet, normalement constitué (*fig.* 3).

Les racines plus âgées, ayant dépassé 0,5 cm, ont un comportement différent. Elles continuent simplement à s'allonger et finissent toujours par mourir, sans jamais se tuméfier. Tout au plus, peut-on y voir parfois, une production de proliférations prothalliformes, sans relation avec les phénomènes décrits.

Ces observations permettent de conclure que certaines cellules de l'apex des jeunes racines de *Pteris longifolia* sont capables de retrouver l'ensemble des potentialités morphogènes de l'œuf. Les foyers morphogènes se trouvent dans la région subapicale, non dans l'apicale elle-même. Cette propriété disparaît très rapidement, dès que la racine a dépassé 0,5 cm de longueur. Enfin, la « tumeur » et ses potentialités rappellent beaucoup le *procaulome* des Orobanches ([2]).

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) G. Hurel-Py, *Rev. Gén. Bot.*, 57, 1950, p. 637-735.

([2]) G. Privat, *Recherches sur les Phanérogames parasites* (*Étude* d'Orobanche Hederæ) (publication encore inédite).

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Alcaloïdes stéroïdes. Funtuphyllamines* A, B *et* C, *funtumafrines* B *et* C, *alcaloïdes du* Funtumia africana (*Benth.*) *Stapf.* Note (*) de MM. **Maurice-Marie Janot, Qui Khuong-Huu** et **Robert Goutarel**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cinq bases stéroïdes ont été retirées des feuilles du *Funtumia africana* (Benth.) Stapf (Apocynacées) : les funtuphyllamines A, B et C qui sont respectivement les dérivés 20-α-amino, 20-α-méthylamino et 20-α-diméthylamino du 3-β-hydroxy (5 α) pregnane et les funtumafrines B et C ou 20-α-méthylamino et 20-α-diméthylamino 3-oxo (5 α) pregname. Ces structures ont été démontrées par voie synthétique.

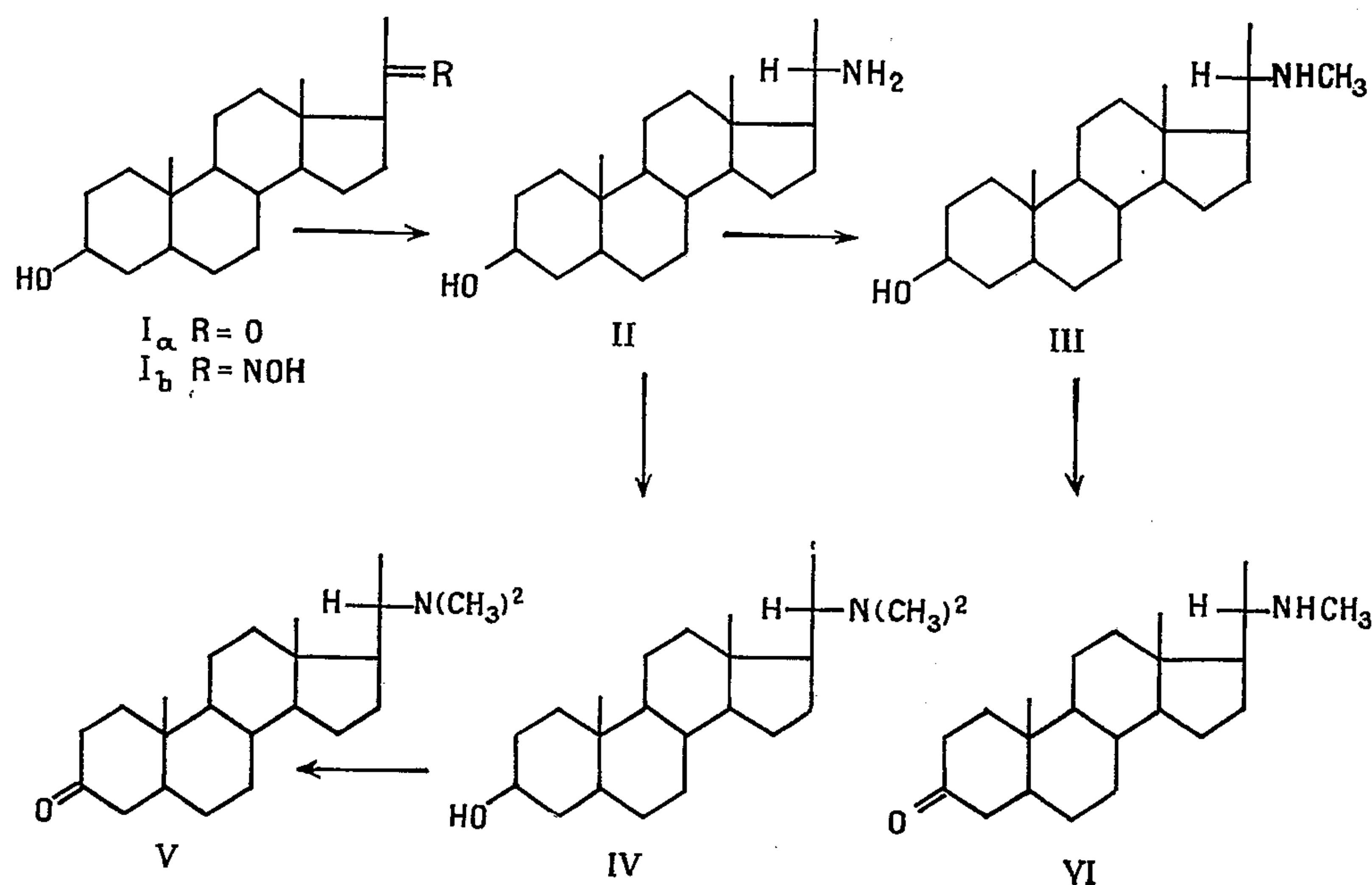
La caractérisation de nouveaux alcaloïdes stéroïdes : funtumine et funtumidine [1] dans les feuilles du *Funtumia latifolia* et holaphylline, holaphyllamine [2] dans les feuilles de l'*Holarrhena floribunda*, nous conduit à poursuivre un examen systématique de ces deux genres. La présente Note résume les résultats obtenus dans l'étude des feuilles du *Funtumia africana* (Benth.) Stapf., en provenance du Congo belge.

Les alcaloïdes ont été extraits en suivant la technique précédemment décrite [3] et séparés en deux fractions : *basique* A, correspondant aux oxalates solubles et *basique* B, correspondant aux oxalates insolubles. Le rendement total est de 0,78 % dont 0,50 % de bases A et 0,28 % de bases B.

La fraction A a donné, par chromatographie sur alumine et par élution au benzène, deux alcaloïdes cétoniques : la *funtumafrine* C, F 174°, $[\alpha]_D + 45°$ ($CHCl_3$, $c = 1,8$), $C_{23}H_{39}ON$, calculé %, C 79,94; H 11,38, N 4,05; trouvé %, C 79,94; H 11,33; N 4,00; base tertiaire dont le spectre infrarouge présente une bande C=O à 1706 cm^{-1} dans le nujol; la *funtumafrine* B, F 160°, $[\alpha]_D + 43^e$ ($CHCl_3$, $c = 1,3$), $C_{22}H_{37}ON$, calculé %, C 79,70; H 11,25; B 4,23; trouvé %, C 79,87; H 11,02; N 4,40, base secondaire dont le spectre infrarouge présente une bande NH à 3 390 cm^{-1} et une bande C=O à 1706 cm^{-1}.

La fraction B a donné par chromatographie sur alumine et par ordre d'élution : la *funtuphyllamine* C (élution par éther-éthanol 98-2), F 172°, $[\alpha]_D + 24°$ ($CHCl_3$, $c = 1$), $C_{23}H_{41}ON$, calculé %, C 79,47; H 11,89; N 4,03; trouvé %, C 79,25; H 11,78; N 4,11. Le spectre infrarouge révèle l'absence d'une bande carbonyle et la présence d'une forte bande OH à 3 330 cm^{-1}; la *funtuphyllamine* B (élution par l'éther-éthanol 98-2), F 214°, $[\alpha]_D + 24°$ ($CHCl_3$, $c = 0,6$), $C_{22}H_{39}ON$, calculé %, C 79,22; H 11,79; N 4,20; trouvé %, C 78,92; H 11,63; N 4,48. Le spectre infrarouge est caractérisé par la présence de deux bandes dans la région NH, OH à 3 367 et 3 185 cm^{-1} et par l'absence de carbonyle; la *funtuphyllamine* A (élution à l'éther-éthanol 90-10), F 173°, $[\alpha]_D + 13°$ ($CHCl_3$, $c = 1,3$), $C_{21}H_{37}ON$, calculé %, C 78,94; H 11,67; N 4,38;

trouvé %, C 79,07; H 11,54; N 4,38. Le spectre infrarouge est caractérisé par la présence des bandes NH, OH à 3 226 à 3 378 cm^{-1} et par l'absence de vibration C=O; celui du chlorhydrate indique la présence d'une bande NH_3^+ dans la région de 2 040 cm^{-1}.



La désamination de la funtuphyllamine B ([3]) conduit au 3-β-hydroxy 20-oxo (5 α) pregnane (I_a, R = O) alors que la méthylation par l'acide formique-formaldéhyde, donne la funtuphyllamine C (IV), $C_{23}H_{41}ON$, calculé %, C 79,47; H 11,89; N 4,03; trouvé %, C 79,62; H 11,82; N 4,16. Le dérivé O-acétylé de la funtuphyllamine C, F 160°,$[\alpha]_D$ + 12° ($CHCl_3$, c = 2,5), $C_{25}H_{43}O_2N$, calculé %, C 77,07; H 11,13; N 3,60; trouvé %, C 77,23; H 11,18; N 3,65, *est identique au 3-β-acétoxy 20-α-diméthylamino* (5 α) *pregnane,* dont un échantillon synthétique nous a été procuré par le Professeur Šorm ([4]). La funtuphyllamine C est donc le 3-β-hydroxy 20-α-diméthylamino (5 α) pregnane (IV) et la funtuphyllamine B le 3-β-hydroxy 20-α-méthylamino (5 α) pregnane (III).

La synthèse du 3-β-hydroxy 20-α-amino (5 α) pregnane avait été déjà réalisée par Šorm, Labler et Cerny ([4]) au cours de leur étude sur la structure de l'hollarhimine. Ce dérivé n'était qu'un intermédiaire dans la synthèse du dérivé diméthylamino et, seul, le point de fusion de l'amine primaire brute (F 104-105°) était indiqué. Ces auteurs ont montré que la réduction de l'oxime (I_b) (R = NOH) par le sodium dans l'éthanol conduit, d'une manière préférentielle au 3-β-hydroxy 20-β-amino (5 α) pregnane, alors que par application de la méthode de Curtius à l'acide 3-β-acétoxy-bisnor « allocholanique », on obtient uniquement le dérivé 20-α-aminé. La réduction catalytique, en présence de platine, de l'oxime (I) (R = NOH)

en solution acétique, suivant une technique indiquée par Ramirez ([5]), nous a donné le dérivé (II), 20-α-amino en quantité prépondérante. La purification a été faite par recristallisation du chlorhydrate dans le méthanol et par l'intermédiaire du dérivé N-benzylidène, la condensation avec l'aldéhyde benzoïque est, en effet, plus rapide avec les stéroïdes 20-α-amino, qu'avec les stéroïdes 20-β-amino. On obtient ainsi, avec un rendement de 70 %, le 3-β-hydroxy 20-α-amino (5 α) pregnane, F 172°, $[\alpha]_D + 23°$ ($CHCl_3$, $c = 1$), $C_{21}H_{37}ON$, calculé %, C 78,94; H 11,67; N 4,38; trouvé %, C 78,60; H 11,54; N 4,48. *Ce dérivé* (II) *est identique à la funtuphyllamine* A.

La monométhylation de l'amine (II) a été réalisée par formylation de l'amine primaire suivie de réduction de la formamide, en solution dans le tétrahydrofuranne, par $LiAlH_4$. Le 3-β-hydroxy 20-α-méthylamino (5 α) pregnane (III), F 214°, $[\alpha]_D + 24°$ ($CHCl_3$, $c = 0,6$), $C_{22}H_{39}ON$, calculé %, C 79,22; H 11,79; N 4,20; trouvé %, C 79,17; H 11,75; N 4,23, est *identique à la funtuphyllamine* B.

La diméthylation de l'amine (II) a été réalisée ([6]) et a donné le 3-β-hydroxy 20-α-diméthylamino (5 α) pregnane (IV), F 172°, $[\alpha]_D + 24°$ ($CHCl_3$, $= 0,8$), $C_{23}H_{41}ON$, calculé %, C 79,47; H 11,89; H 4,03; trouvé %, C 79,32; H 11,87; N 4,10. *Le dérivé* (IV) *est identique à la funtuphyllamine* C.

L'oxydation chromique du dérivé (IV) en soluton dans l'acide acétique conduit au 3-oxo 20-α-diméthylamino (5 α) pregnane F 176°, $[\alpha]_D + 45°$ ($CHCl_3$, $c = 1,5$), $C_{23}H_{39}ON$, calculé %, C 79,94; H 11,38; N 4,05; trouvé %, C 80,11; H 11,32; N 4,12, *qui est identique à la funtumafrine* C (V).

L'oxydation chromique du dérivé (III) donne le 3-oxo 20-α-méthylamino (5 α) pregnane, F 160°, $[\alpha]_D + 43°$ ($CHCl_3$, $c = 1,2$), $C_{22}H_{37}ON$, calculé %, C 79,70; H 11,25; N 4,23; trouvé %, C 79,70; H 11,24; N 4,49, *qui est identique* à *la funtumafrine* B (VI).

Il est intéressant de rapprocher les stéroïdes 20-α-aminés retirés des feuilles du *Funtumia africana* du glucoside récemment extrait du *Conopharyngia pachysiphon* ([7]) qui est le glucoside du 3-β-hydroxy 20-α-amino pregna-5-ène.

(*) Séance du 21 mars 1960.

([1]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 3076; 248, 1959, p. 982.

([2]) M.-M. JANOT, A. CAVÉ et R. GOUTAREL, *Bull. Soc. chim.*, 1959, p. 896.

([3]) H. RUSCHIG, W. FRITSCH, J. SMIDT-THOMÉ et W. HAEDE, *Chem. ber.*, 88, 1955, p. 883.

([4]) V. ČERNÝ, L. LÁBLER et F. ŠORM, *Collection Czechoslov. chem. commun.*, 22, 1957, p. 76.

([5]) F. RAMIREZ et S. STAFIEJ, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 133.

([6]) W. ESCHWEILER, *Ber.*, 38, 1905, p. 880; K. HESS, *Ber.*, 46, 1913, p. 4104.

([7]) D. DICKEL, R. LUCAS et H. B. MACPHILLAMY, *J. Amer. chem. Soc.*, 81, 1959, p. 3154.

(*Faculté de Pharmacie, Paris*).

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur le catharticoside, hétéroside flavonique des fruits du Nerprun* (Rhamnucs athartica *L.*). Note (*) de MM. **René-Raymond Paris** et **Michel Quirin**, présentée par M. René Souèges.

De la pulpe des fruits du Nerprun a été séparé un nouvel hétéroside flavonique fournissant par hydrolyse acide trois sucres (deux rhamnoses et un galactose) et une génine en $C_{16}H_{12}O_6$ identifiée à la rhamnocitrine ou 7-méthylkæmpférol. Pour ce flavonoside qui semble nouveau est proposé le nom de *catharticoside*.

Au cours de recherches sur la répartition des pigments flavoniques et anthracéniques dans divers organes du Nerprun (*Rhamnus cathartica* L.) et sur leurs variations au cours de la végétation, nous avons été amenés à constater qu'au niveau des fruits, si seules les graines contenaient des dérivés anthracéniques, par contre, le péricarpe était riche en flavonoïdes. A l'aide de la chromatographie sur papier, il a été établi que les flavonoïdes sont présents dans les différents organes : rameaux et surtout feuilles avant la floraison. On en trouve ensuite dans les fleurs et ils semblent s'accumuler dans le fruit; en fin de végétation, des quantités assez importantes réapparaissent dans les organes végétatifs. L'extraction de ces pigments a donc été tentée à partir de la pulpe de fruits frais. Celle-ci a été traitée successivement pendant 4 h par l'éther de pétrole, l'éther, l'acétone et l'alcool. Seul l'extrait acétonique donne fortement la réaction de la cyanidine (avec le magnésium en milieu chlorhydrique); en chromatographie ascendante avec le butanol acétique, il fournit, après révélation par la potasse, une tache jaune de R_f voisin de 0,22. Celui-ci, lavé à froid par l'éther de pétrole, le chloroforme puis l'éther, est épuisé à chaud, dans un appareil de Kumagawa, par l'acétate d'éthyle anhydre, l'acétate d'éthyle à demi saturé d'eau puis par l'acétone; les deux premiers solvants se colorent à peine en jaune, mais ne donnent aucun précipité par concentration. Par contre, l'acétone, par évaporation lente à l'air, fournit un précipité cristallisé jaune clair F 233-234° (bloc Maquenne). Ce dernier est purifié par cristallisation dans l'alcool à 95° (F 237-238°) (Rdt environ 0,50 %).

La substance ainsi obtenue se présente au microscope sous forme de fines aiguilles; inodore et insipide, elle est soluble dans l'éthanol et surtout dans le méthanol, peu soluble dans l'eau, l'acétate d'éthyle et l'acétone à froid, insoluble dans le chloroforme et le benzène. Elle se dissout avec coloration jaune foncé en milieu alcalin, mais reprécipite par addition d'acide minéral. Elle est hydratée : séchée pendant 1 h sous une pression de 20 mm de mercure et à la température de 110°, elle perd 7 % de son poids. En chromatographie ascendante sur papier d'Arches 301, à 20°, elle donne une tache de R_f 0,26 avec le solvant de Partridge (butanol acétique) et de 0,22 avec le mélange alcool amylique, hexane, acétate d'éthyle, eau (3-1-3-3).

Elle présente les réactions colorées des dérivés flavoniques : teinte rouge avec le magnésium en milieu chlorhydrique, vert foncé avec le perchlorure de fer, jaune avec le trichlorure d'antimoine en solution chloroformique. Neutre à l'égard du bleu de bromothymol, elle n'est pas réductrice vis-à-vis de la liqueur de Fehling, mais le devient après ébullition de quelques minutes avec un acide minéral, il s'agit donc d'un hétéroside.

Celui-ci a été soumis à l'hydrolyse acide (acide sulfurique normal au bain-marie bouillant pendant 4 h) : il a été obtenu dans ces conditions 36,83 % de génine insoluble. Cette dernière, après recristallisation dans l'alcool à 45°, se présente sous la forme d'aiguilles jaunes de F 220-222°, la teneur en eau (sous 20 mm Hg à 130°) est de 6,10 %. Elle est soluble dans l'éther, l'acétate d'éthyle et l'acétone, insoluble dans l'eau froide, le chloroforme et le benzène. En chromatographie ascendante à 20° ± 1, le R_f est de 0,87 avec le butanol acétique, et de 0,90 avec le mélange alcool amylique-hexane-acide acétique-eau (3-1-3-3). En lumière ultraviolette, la solution alcoolique présente deux maximums à 265 et 367 mμ et deux minimums à 240 et 287 mμ. Le spectre infrarouge montre des bandes d'absorption pour 2,8, 6,1, 7,6, 8,1, 8,6, 9,2, 10,2, 11,4, 12,3, 12,6 et 13,8. Ces deux spectres sont voisins de ceux du kæmpférol (5.7.4'-trihydroxyflavonol). L'analyse élémentaire a fourni les résultats suivants : $C_{16}H_{12}O_6$, OH_2, calculé %, C 60,43; H 4,44; (OCH_3) % 9,76; trouvé %, C 60,83, 60,60; H % 4,32, 4,26; la teneur en méthoxyle est de 10,6 %. Il s'agirait donc d'un méthylkæmpférol. Les réactions colorées sont celles des flavonols : coloration rouge avec le magnésium chlorhydrique, fluorescence jaune avec les vapeurs d'ammoniaque, vert-jaune avec le trichlorure d'aluminium. D'après tous ces caractères, y compris la fluorescence verte obtenue avec l'acide sulfurique, la génine a été identifiée au 7-méthylkæmpférol ou rhamnocitrine. D'autre part, la liqueur d'hydrolyse, filtrée, puis neutralisée par le carbonate de baryum et concentrée, a été soumise à l'analyse chromatographique en vue de la caractérisation des sucres. On a utilisé la méthode descendante continue sur papier Arches n° 301 avec le solvant butanol-pyridine-eau (6-4-3) pendant 24 h à 20°. Après révélation par le phosphate d'aniline, ont été mis en évidence deux sucres réducteurs migrant comme le galactose et le rhamnose, ce dernier étant le plus abondant. D'après la teneur en génine et l'importance de la tache de rhamnose, il s'agirait d'un trioside (2 mol de rhamnose et 1 de galactose) du 7-méthylkæmpférol, l'un des sucres au moins étant attaché en position 3 puisque l'hétéroside ne présente pas les réactions des flavonols. Des expériences d'hydrolyse fermentaire et de méthylation sont en cours pour préciser l'emplacement et l'enchaînement des oses. Pour cet hétéroside qui paraît nouveau est proposé le nom de *catharticoside*.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(*Faculté de Pharmacie de Paris, Laboratoire de Matière médicale.*)

ZOOLOGIE. — *Influence de deux climats différents sur la croissance d'un Gastropode Pulmoné,* Cochlicella ventricosa *Draparnaud.* Note (*) de MM. **Jean Boulangé** et **Henri Hoestlandt**, présentée par M. Louis Fage.

Deux échantillons de populations de *Cochlicella ventricosa* Draparnaud sont prélevés, dans le même mois (août 1957), à Porto Santo dans l'archipel de Madère et à Gravelines dans le Nord de la France (stations distantes de 2 600 km). L'examen des échantillons souligne les adaptations de cette espèce à deux climats différents, l'un de type méditerranéen, l'autre de type maritime tempéré.

Cochlicella ventricosa Draparnaud, probablement originaire des côtes de la Méditerranée occidentale ([1]), habite actuellement sur le littoral de l'Afrique du Nord, de l'Italie occidentale, du Sud de la France et de l'Ibérie, ainsi que dans les archipels atlantiques (Madère, Canaries, Bermudes); c'est récemment que l'installation de l'espèce a été constatée dans le Nord de la France ([2]).

Il nous semble intéressant de comparer la croissance de ce Mollusque entre deux stations littorales situées au voisinage des limites d'extension de l'espèce. La première station est dans l'archipel de Madère, sur le territoire de la commune de Porto Santo, avec les coordonnées de latitude Nord 33° 03′ 24″ et de longitude Ouest 16° 20′ 08″; la seconde est dans le Nord de la France, sur le territoire de la commune de Gravelines, avec les coordonnées de latitude Nord 51° 00′ 36″ et de longitude Est 2° 08′ 22″. Ces deux stations sont distantes de 2 600 km.

A Porto Santo, le climat est de type méditerranéen; il est plus désertique dans dans l'île de Madère : l'été y est rigoureusement sec et les pluies ne commencent qu'à l'automne pour finir dès le début du printemps. En été, les *Cochlicella* se trouvent principalement au pied des arbustes ou sous les pierres.

A Gravelines, le climat est de type maritime tempéré; l'été est souvent pluvieux et les journées chaudes sont rares. Les *Cochlicella* vivent principalement dans les bas pâturages au pied des plantes herbacées.

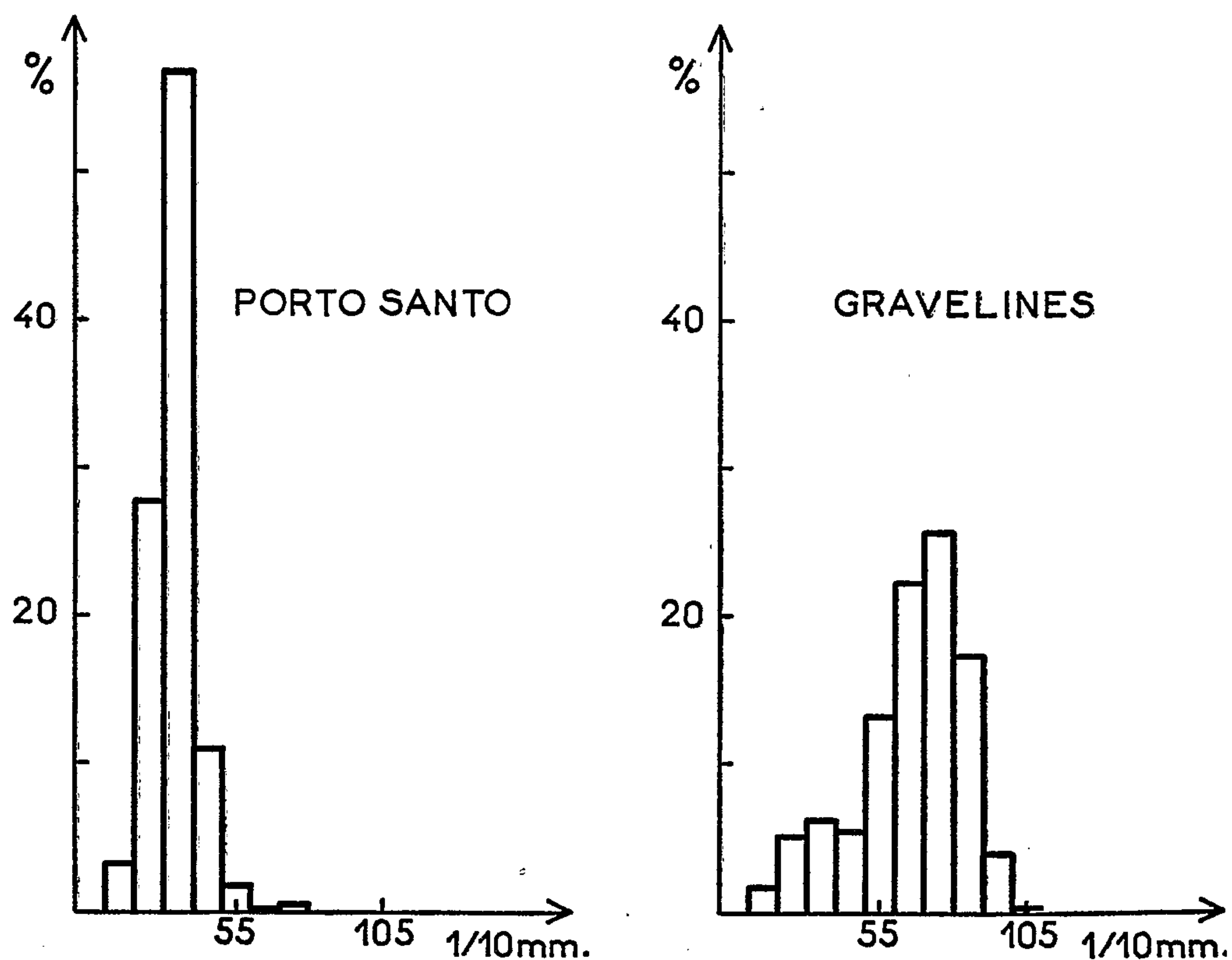
Dans chacune des deux stations, nous effectuons nous-mêmes les prélèvements en août 1957, selon une technique rigoureuse d'échantillonnage (1209 individus à Porto Santo, 932 à Gravelines). Les histogrammes (fig. 1), établis à partir de la mesure de la longueur des coquilles (erreur maximale de 2/10e de millimètre), représentent la distribution en pourcentage des tailles de chaque population.

Voici les caractéristiques des deux distributions :

	Porto Santo.	Gravelines.
Moyenne arithmétique (en 1/10e de millimètre)......	33,76	65,80
Limite de la classe modale........................	30,5-40,5	70,5-80,5
Écart-type.......................................	7,73	18,29

De l'examen des histogrammes il ressort que :

1° la population de Porto Santo (classe modale de 30,5-40,5) est composée d'individus nettement plus petits que celle de Gravelines (classe modale de 70,5-80,5);



2° la population de Porto Santo est beaucoup plus homogène que celle de Gravelines. En effet, dans la population de Porto Santo, 95 % des individus mesurent de 2 à 5 mm et 2 % seulement de 5 à 9 mm; dans la population de Gravelines, 16 % mesurent de 2 à 5 mm et 78 % de 5 à 9 mm.

A partir des constatations statistiques, il ressort que la population de Porto Santo a une croissance rapide, limitée à un laps de temps assez court correspondant à la période des pluies, alors que la population de Gravelines a une croissance plus longue, liée à un climat humide et plus froid. D'ailleurs, seule la population de Porto Santo est en état d' « estivation » en août, comme le prouve un épais épiphragme.

En outre, l'homogénéité des tailles de la population de Porto Santo s'oppose à l'hétérogénéité de la population de Gravelines; ceci tend à confirmer que la croissance est beaucoup plus échelonnée dans le temps à Gravelines, avec des éclosions réparties sur une longue période de l'année.

L'étude du cycle annuel de la population de Gravelines fera d'ailleurs l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) C. F. Sacchi, *Vie et Milieu*, 9, 1958, p. 11-52.

(2) J. Boulangé, M. de Lefrsnyder et H. Hoestlandt, *Bull. Soc. Zool. France*, 83, 1958, p. 44-47.

(*Laboratoire de Zoologie de la Faculté libre des Sciences de Lille.*)

ZOOLOGIE. — *Diapause et évolution de l'appareil génital chez* Allolobophora icterica *Savigny*. Note (*) de M. **Michel Saussey**, présentée par M. Louis Fage.

A. icterica a connu, en 1959, une diapause exceptionnellement longue. L'ensemble de l'appareil génital a subi une nette régression au début de la période d'immobilité. Les gonades ont ensuite repris leur activité : la spermatogénèse s'est effectuée normalement, mais à un rythme ralenti; l'évolution des ovaires a été constructive et marquée par un accroissement notable du nombre et de la taille des ovocytes.

Au cours de la diapause des Lombriciens du genre *Allolobophora*, une faculté de régénération se manifeste chez les vers ayant subi une amputation caudale. La diapause n'est donc pas, en dépit des apparences, une période d'inertie physiologique. Sa rupture spontanée en fournit une autre preuve; Avel (1), puis Michon (2) ont constaté cet aspect très particulier du réveil des vers dans leurs élevages; dans les conditions naturelles, j'ai pu observer également ce réveil spontané chez *Allolobophora terrestris* f. *typica* et *A. terrestris* f. *longa* au début de l'automne 1959, à un moment où l'extrême dessiccation des couches superficielles du sol aurait dû inhiber toute activité hypogée. La physiologie de la diapause reste encore mal connue; en dehors des études portant sur la régénération, peu d'observations concernent l'état de l'appareil génital et de ses annexes. On sait cependant que la diapause se produisant pendant la phase clitellaire entraîne la régression des caractères sexuels somatiques; de plus, selon Michon, il y a régression des organes génitaux : diminution du volume des vésicules séminales et des pavillons génitaux mâles.

L'été et le début de l'automne 1959 furent exceptionnellement secs en Normandie. Parmi les Lombriciens qui peuplaient une prairie à Tollevast (Manche), cinq espèces du genre *Allolobophora* entrèrent en diapause en mai et juin. Il s'agissait d'*A. terrestris* f. *typica*, *A. terrestris* f. *longa*, *A. caliginosa* f. *typica*, *A. chlorotica* et *A. icterica*. Comme les années précédentes, les quatre premières ont interrompu puis repris leur activité à des dates très voisines; *A. icterica*, au contraire, s'est toujours comporté comme déphasé par rapport aux espèces précédentes : l'apparition et la rupture de la diapause se font, pour ce Lombricien, avec un retard de deux à trois semaines sur les autres espèces du même genre.

A. icterica amorça un mouvement de descente vers les couches profondes du sol dès les premiers jours de juin et la diapause gagna tous les individus entre la mi-juin et le début de juillet. Entre juillet et octobre, j'ai récolté, à huit reprises, des *A. icterica* en diapause au même endroit de la prairie. Seuls, des animaux adultes ont été fixés puis débités en coupes sagittales sériées en vue d'un examen microscopique des glandes génitales et de leurs annexes.

Les *A. icterica* récoltés le 11 juillet possédaient des testicules garnis de nombreux groupes mûriformes de spermatogonies non encore détachés des glandes. Il n'existait que rarement des spermatogonies libres dans les segments 10 et 11 et dans les vésicules séminales; aucun spermatozoïde n'était engagé dans les pavillons des canaux déférents qui avaient perdu leur aspect foliacé. Les ovaires, de faible volume, comportaient un nombre réduit d'ovocytes en croissance; aucun des individus récoltés n'avait, par ovaire, plus de 10 ovocytes de diamètre supérieur à 40 μ. Environ 15 jours après (25 juillet), les testicules d'un second lot d'Oligochètes étaient faiblement actifs; quelques groupes de spermatogonies, détachés des testicules, s'observaient dans les segments 10 et 11 et surtout dans les vésicules séminales. L'accroissement en volume des ovaires s'avérait assez sensible. Une troisième récolte faite le 8 août montrait la lignée germinale complète dans les vésicules séminales; les spermatozoïdes recouvraient d'une mince pellicule les pavillons des canaux déférents; les gonies émises dans le courant de juillet semblent avoir ainsi poursuivi leur évolution normale. Le nombre d'ovocytes de diamètre supérieur à 40 μ atteignait fréquemment, par ovaire, la vingtaine. Au cours de septembre et au début d'octobre, les glandes génitales témoignaient encore d'une activité testiculaire et d'un accroissement du volume des ovaires. La diapause prenait fin vers la mi-octobre au début d'une période pluvieuse. Une dernière récolte, en date du 17 octobre, procurait encore plusieurs *A. icteria* enroulés et immobiles. Les individus recueillis alors pouvaient être considérés comme à la veille de reprendre leur activité : quelques jours après, aucun Lombricien n'était plus en diapause. La plupart des vers de ce dernier lot montraient une activité testiculaire intense avec libération d'une multitude de groupes mûriformes de spermatogonies également nombreux dans les vésicules séminales qui, cependant, demeuraient toujours réduites par rapport aux vésicules des individus en pleine activité sexuelle. Les ovaires offraient un aspect très remarquable : leur taille s'était considérablement accrue; le nombre d'ovocytes de diamètre supérieur à 40 μ était, par ovaire, généralement compris entre 20 et 30 et même, dans certains cas, dépassait la trentaine.

Il convient toutefois de signaler que la durée de la diapause, pour l'espèce étudiée, a été exceptionnellement longue en 1959. Il est probable que cette diapause a été continue pour tous les *A. icteria*, dans la région prospectée, de juillet à la mi-octobre : le fait qu'aucun *A. icteria* actif n'ait été rencontré au cours des récoltes successives, fournit en effet un argument décisif en faveur de la non-interruption de la période de sommeil. D'ailleurs, la prolongation inhabituelle de la diapause observée dans la Manche en 1959 ne constitue pas une anomalie sans précédent : Zicsi [3] a noté, pour plusieurs Lombriciens, jusqu'à 120 jours consécutifs d'immobilité en 1956. Remarquons cependant que ces durées s'avèrent très supérieures à celles qu'ont observées, dans leurs élevages, Avel et Michon.

L'appareil génital mâle subit, surtout en ce qui concerne ses annexes, une très nette régression au début de la période d'immobilité. Ensuite, la gamétogenèse reprend à un rythme ralenti; la diapause ne paraît pas inhiber la dissociation des testicules ni bloquer la spermatogenèse au niveau des vésicules séminales. Il faut souligner enfin, bien qu'il soit encore impossible de préciser si les deux faits sont liés ou si leur simultanéité est fortuite, qu'une grande activité testiculaire s'est manifestée immédiatement avant la rupture de la diapause. Une « décharge » des testicules en fin de diapause est, de toutes manières, incompatible avec un état d'involution des gonades. Bien qu'il soit difficile d'évaluer le volume des glandes génitales mâles, les testicules des Lombriciens récoltés en octobre ne présentaient, en aucune façon, de caractères régressés. Des remarques identiques peuvent être faites au sujet de l'appareil femelle dont il est facile de suivre l'évolution par numération et mesure du diamètre des ovocytes : très réduits en début de diapause, les ovaires croissent au cours de l'été et au début de l'automne pour atteindre un volume important vers la mi-octobre.

Michon estime que « les potentialités de l'organisme au sortir de la diapause se trouvent considérablement augmentées » : « la diapause apparaissant dans la phase de maturité sexuelle et d'activité génitale exerce une influence favorable sur cette dernière en la prolongeant ». Les observations effectuées en 1959 dans la Manche semblent établir que la diapause prolongée d'*A. icterica* a été marquée par une évolution progressive des éléments reproducteurs. De ce point de vue, la diapause apparaît comme favorable à la reproduction et non comme une période de repos total au cours de laquelle spermatogenèse et ovogenèse seraient interrompues.

Ces conclusions demandent cependant à être vérifiées et précisées par une analyse, actuellement en cours, de diapauses expérimentales : l'étude histologique des modifications subies dans ces conditions par l'appareil génital permettra d'établir si elles sont ou non semblables à celles qui surviennent dans les conditions naturelles.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) *Bull. Biol. France et Belgique*, 63, fasc. 2, 1929.

(2) *Thèse de Doctorat*, Société française d'Imprimerie et de Librairie et Imprimerie Marc Texier Réunies, Poitiers, 1954.

(3) *Act. Zool. Ac. Sc. Hungaricae*, 3, fasc. 3-4, 1958, p. 369-383.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Culture d'embryons et d'organes du Lézard vivipare* (Lacerta vivipara). Note (*) de MM. **Hubert Lutz** et **Jean-Pierre Dufaure**, transmise par M. Pierre P. Grassé.

Nous proposant d'effectuer des recherches de morphogenèse sur le Lézard vivipare : *Lacerta vivipara* Jacquin, nous avons pensé que la culture *in vitro*, encore peu utilisée chez les Reptiles, pouvait se révéler être comme dans d'autres groupes un moyen d'investigation intéressant. A notre connaissance, seule la culture de jeunes embryons a été réalisée chez les Reptiles par R. Bellairs ([1]) selon la technique de C. H. Waddington. M. Panigel ([2]) chez *Lacerta vivipara*, et A. Raynaud ([3]) chez *Anguis fragilis* ont de leur côté cultivé des œufs prélevés dans l'utérus maternel.

La technique que nous utilisons est celle d'Et. Wolff et K. Haffen ([4]); l'embryon ou l'organe prélevé est placé sur le milieu standard de ces auteurs. Les salières, hermétiquement fermées, sont par la suite conservées à l'obscurité à la température du laboratoire (20 à 25°) pendant un temps variant de 2 à 24 jours. Nous avons successivement cultivé des blastodermes au stade 5-7 somites, du mésonéphros embryonnaire, des gonades embryonnaires, des gonades d'individus nouveau-nés, des gonades d'individus de 3 mois et de 1 an : au total 116 explantations ont été réalisées.

Résultats expérimentaux. — 1. *Culture de blastodermes.* — Pour cultiver les jeunes germes nous découpons l'aire embryonnaire et, après rinçage dans le liquide de Tyrode, nous étalons le blastoderme sur le fond d'une salière contenant le milieu de culture. Nous avons ainsi explanté cinq embryons provenant d'une même femelle. Les embryons sont sensiblement au même stade : cinq à sept paires de somites. Quatre d'entre eux ont été cultivés pendant 20 jours; à la fin de l'expérience le cœur est formé et bat régulièrement, trois embryons sont normalement constitués alors que le quatrième présente des malformations diverses; les formations oculaires, auditives et les fentes branchiales sont parfaitement reconnaissables; les membres sont plus ou moins nettement ébauchés; dans tous les cas un amnios recouvre entièrement le corps de l'embryon. Nous avons pratiqué des coupes histologiques dans les trois embryons normaux. Du point de vue topographique on reconnaît nettement les différentes parties du cerveau, les formations sensorielles, l'épiphyse, les ébauches oculaires (vésicule optique et cristallin) auditives et olfactives; de même on retrouve l'ébauche cardiaque et le mésonéphros. Les gonocytes primordiaux sont en place dans la crête génitale dans deux cas, alors que dans le troisième, quelques gonocytes se trouvent disséminés dans le mésoderme voisin du mésonéphros.

En culture *in vitro* un embryon de Lézard vivipare prélevé à un stade très jeune peut donc se différencier normalement, tout au moins jusqu'à la colonisation des crêtes génitales.

2. *Culture d'organes embryonnaires.* — Au stade où les doigts commencent à se dessiner sur la palette de la patte postérieure de l'embryon, les mésonéphros sont très allongés et présentent ventralement et du côté interne une bandelette blanche correspondant à une crête génitale, ce que nous avons vérifié histologiquement : la gonade se trouve alors à un stade indifférencié. Ces crêtes, ainsi que les mésonéphros y attenant sont prélevés et cultivés pendant 17 jours (cinq cas). Les mésonéphros gardent leur aspect typique; cependant, on ne reconnaît aucune gonade nettement individualisée. L'étude histologique montre que les tissus ont un aspect tout à fait normal, les tubes néphrétiques sont seulement tassés les uns contre les autres. De l'ébauche génitale, on peut reconnaître, étroitement accolées au mésonéphros, des régions à structure corticale ou à structure médullaire, ce qui indique que la gonade, quoiqu'atypique, a subi une différenciation normale.

A un stade ultérieur, lorsque les doigts de la patte sont bien différenciés mais encore unis par une fine palmure, la glande génitale encore indifférenciée forme sur le mésonéphros une petite masse bien nette. Comme précédemment, nous avons prélevé des fragments de mésonéphros avec les gonades (trois cas). Après 17 jours de culture, deux gonades montrent une structure ovarienne, la troisième une structure testiculaire.

3. *Culture de gonades juvéniles.* — De nombreuses gonades d'individus âgés de 3 mois et 1 an sont prélevées et mises en culture. Des testicules cultivés pendant 24 jours se montrent histologiquement en parfait état. L'ovaire se cultive moins bien que le testicule. Il acquiert une structure tout à fait massive et certaines cellules se vacuolisent, notamment les ovocytes. Cependant des ovaires ont été cultivés avec succès pendant 16 jours.

L'ensemble des résultats nous permet de penser que la technique de culture *in vitro* mise au point par Et. Wolff et K. Haffen pour l'embryon de Poulet est directement applicable soit à l'embryon de Reptile à différents stades du développement, soit à des organes juvéniles. Jusqu'à présent, nous avons seulement effectué des explantations d'embryons ou d'organes. Cette technique nous permettra d'intervenir expérimentalement sur les explants et d'aborder ainsi l'étude de certains phénomènes de morphogenèse sexuelle chez *Lacerta vivipara.*

Conclusion. — La technique de cultures d'organes d'Et. Wolff et K. Haffen permet d'observer l'évolution de jeunes embryons prélevés à des stades de quelques somites ou encore d'organes tels que les gonades embryonnaires associées au mésonéphros ou les gonades d'individus immatures. Il est intéressant de noter dès maintenant que la culture de

gonades indifférenciées aboutit à la formation de structures testiculaires ou ovariennes.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) R. BELLAIRS, *Nature*, 167, 1951, p. 687-688.
(2) M. PANIGEL, *Ann. Sc. nat., Zool.*, 18, 1956, p. 479-668.
(3) A. RAYNAUD, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1715.
(4) ET. WOLFF et K. HAFFEN, *Text. Rep. Biol. Med.*, 10, 1952, p. 463-472.

(*Laboratoire de Zoologie, Service d'Embryologie, Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.*)

PHYSIOLOGIE. — *L'effet génétique des rayonnements atomiques.* Note (*) de M. **Paul de Bellefeuille**, présentée par M. Léon Binet.

La Commission américaine d'enquête sur les effets génétiques de l'exposition aux bombes atomiques sur la population de Hiroshima et de Nagasaki a publié un rapport (1) dont la conclusion générale est négative. Cette conclusion a été acceptée par la Commission scientifique des Nations-Unies chargée d'étudier les effets sur l'Homme des rayonnements atomiques (2). Une nouvelle analyse (3) des mêmes données oblige cependant à reconnaître la probabilité d'un effet dysgénique dans la première génération issue de parents soumis à un engin atomique de 2 à 8 ans avant la conception.

L'analyse exposée dans le rapport américain porte sur le poids statistique de l'exposition d'un parent, à divers degrés de gravité, sans acception de l'exposition ou de la non-exposition de l'autre parent. Cette méthode, tend à diminuer l'effet de l'irradiation, car selon l'hypothèse génétique les cellules germinales mâles et femelles sont également sensibles aux influences mutagènes, celles-ci agissant même sur les unes et les autres en sens contraires pour ce qui est des modifications du rapport des sexes. On postule en effet des mutations léthales du chromosome X diminuant la masculinité de la progéniture des mères irradiées et augmentant celle des pères irradiés — du moins de ceux qui le sont fortement — (4). Il faut donc considérer séparément l'exposition du père et celle de la mère dans la recherche des effets génétiques.

D'autre part, l'importance théorique d'exclure de l'analyse les naissances issues de parents tous deux non exposés (5) se voit confirmée par l'existence dans cette population d'un âge maternel moyen significativement différent du paramètre correspondant de la population exposée (tableau I, A).

L'analyse dont nous présentons ici le résumé repose donc sur l'examen des naissances issues de parents dont l'un ou l'autre seul a subi l'irradiation. On y compare des groupes ne différant que par le degré d'exposition d'un même parent, léger ou grave, l'autre parent étant indemne dans tous les cas. Ces groupes sont validement comparables; ils ne diffèrent notamment pas quant à l'âge maternel moyen (tableau I, B). Ils montrent cependant une disparité si hautement significative dans l'ordre moyen de naissance (compte non tenu des fausses-couches) qu'il est impossible de la considérer comme purement fortuite. Elle signifie plutôt que les parents fortement irradiés ont produit des enfants viables plus tard que ceux qui l'avaient été légèrement. Au moins dans le cas des pères, chez qui on ne saurait invoquer d'altération somatique, il s'agit en toute plausibilité d'un effet génétique.

TABLEAU I.

(Hiroshima et Nagasaki, 1948-1954.)

			Age maternel.			Ordre de naissance.		
		Naissances.	Somme.	Moyenne.	χ^2.	Somme.	Moyenne.	χ^2.
A.								
Parents non exposés...		32 278	895 153,19	27,73	63,82 (**)	85 015,32	2,63	19,50 (**)
Exposition du père seul..............		5 114	145 020,95	28,36		85 015,32	2,75	
Parents non exposés...		32 278	895 153,19	27,73	89,50 (**)	50 849,22	2,63	4,54 (*)
Exposition de la mère seule.............		19 539	533 205,04	27,29		3 601,44	2,60	
B.								
Exposition du père seul.	L...	3 723	105 742,95	28,40	0,97	10 474,55	2,84	18,57 (**)
	G...	1 391	39 278,00	28,24		3 601,44	2,58	
Exposition de la mère seule.	L...	14 868	406 309,09	27,33	3,41	38 912,54	2,62	5,02 (*)
	G...	4 671	126 895,95	27,17		11 937,68	2,56	

(*) Différence significative ($p < 0,05$).
(**) Différence hautement significative ($p < 0,01$).
L, irradiation légère; dose estimative de 5 à 10 röntgens (catégorie 2 du rapport de l'Atomic Bomb Casualty Commission).
G, irradiation grave; dose estimative de 50 à 500 röntgens (catégories 3 à 5 du même rapport).

TABLEAU II.

(Hiroshima et Nagasaki, 1948-1954.)

Indicateurs.	Groupes.		Naissances.	Cas — Nombre.	Cas — (%).	χ^2.	p.
Rapport des sexes (nombre de ♂).	Exposition du père seul.	L...	3 670	1 872	51,55	0,68	–
		G...	1 373	726	52,88		
	Exposition de la mère seule.	L...	14 684	7 681	52,31	6,01	$<0,02$ (*)
		G...	4 608	2 324	50,43		
Malfaçons congénitales majeures.	Exposition du père seul.	L...	3 670	28	0,763	3,35	–
		G...	1 373	18	1,311		
	Exposition de la mère seule.	L...	14 684	121	0,824	0,30	–
		G...	4 608	42	0,911		
Morts-nés.	Exposition du père seul.	L...	3 629	57	1,570	0,25	–
		G...	1 354	24	1,772		
	Exposition de la mère seule.	L...	14 547	216	1,484	4,67	$\sim 0,02$ (*)
		G...	4 561	89	1,951		
Mortalité néo-natale (des six premiers jours).	Exposition du père seul.	L...	3 572	49	1,372	4,11	$<0,05$ (*)
		G...	1 330	29	2,180		
	Exposition de la mère seule.	L...	14 331	217	1,514	(0,16) (†)	–
		G...	4 472	64	1,431		
Effet global (somme des huit comparaisons).............						19,21	$<0,01$ (**)
Effet global, compte non tenu des modification du rapport des sexes..						12,52	$<0,03$ (*)

(†) Différence en sens contraire à l'hypothèse génétique; le χ^2 est soustrait de la somme.
Explication des autres signes : comme au tableau I.
Sont exclus les produits d'unions consanguines, de gestations de moins de 21 semaines et les naissances gémellaires.

L'examen de quatre indicateurs d'influences dysgéniques possibles parmi les groupes constitués comme nous venons de le décrire fait ressortir un effet significatif d'une exposition grave aux bombes atomiques dans trois cas sur huit. Il s'agit d'un effet défavorable de l'irradiation de la *mère* quant au rapport des sexes et à la morti-natalité, et de l'irradiation du *père* sur la mortalité néo-natale (tableau II). La sommation de ces comparaisons, qui donne un résultat hautement significatif, est valide, car toute naissance qui manifeste un accident pouvant servir d'indicateur d'un effet génétique est exclue des autres comparaisons, et n'est ainsi considérée qu'une fois. A partir de cette sommation, on peut calculer un coefficient de régression de $+ 1,8.10^{-4}$ par röntgen pour l'induction d'accidents reproductifs par l'action des rayonnements atomiques avant la conception.

Les nombres du tableau II font ressortir le double effet attendu sur le rapport des sexes. On peut cependant faire des réserves quant à l'interprétation génétique de cet effet. Il reste alors une sommation qui, mises à part les modifications du rapport des sexes, conserve une signification statistique de l'ordre de 0,03.

On conclut à la probabilité de l'effet dysgénique des bombes atomiques à Hiroshima et Nagasaki.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) J. V. NÉEL, W. J. SCHULL et coll., *The effect of exposure to the atomic bombs on pregnancy termination in Hiroshima and Nagasaki*, Publication 461, 1956, National Research Council, Washington, 236 pages.

(2) NATIONS-UNIES, *Report of the U. N. scientific committee on the effects of atomic radiation*, Assemblée Générale, New-York, 1958, p. 184.

(3) Étude à publier.

(4) J. LEJEUNE et R. TURPIN, 1957, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2425.

(5) MEDICAL RESEARCH COUNCIL, *The Hazards to Man of nuclear and allied radiations*, Her Majesty's Stationery Office, Londres, Cmd. 9780, 1956, p. 41.

(*Service de Pédiatrie, Faculté de Médecine, Université d'Ottawa, Ottawa, Canada.*)

BIOLOGIE. — *Vitellogenèse expérimentale des Batraciens jeunes, têtards ou métamorphoses.* Note (*) de M. **Michel Delsol**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Chez les Batraciens, dans la nature, l'ovaire ne présente les premières étapes de la vitellogenèse qu'à l'âge de 3 ou 4 ans. Avec des injections bi-hebdomadaires d'hormene gonadotrope de type F. S. H. pendant 8 mois, à la température du laboratoire, on n'obtient pas d'évolution importante de l'ovaire. Les mêmes injections, pratiquées à la température de 23 à 28°, provoquent le début de la vitellogenèse en moins de 3 mois chez des animaux qui n'ont pas un an.

Pour la plupart des espèces de Batraciens, la maturité sexuelle est atteinte seulement à l'âge de 3 ou 4 ans; le testicule présente parfois des spermatozoïdes ou des efforts de spermatogenèse dès la première année; par contre, dans l'ovaire, les ovules ne commencent leur première vitellogenèse que pendant le troisième ou le quatrième été. La croissance des ovocytes nécessite en somme une très longue période et le vitellus ne peut y apparaître qu'après plusieurs années de latence.

Dans une publication antérieure [1] nous avons montré que, chez le têtard d'*Alytes obstetricans*, des injections d'hormone gonadotrope provoquaient dans le testicule une réaction extrêmement marquée et très rapide. Ces expériences n'ayant porté que sur 2 ou 3 mois, nous n'avions observé au niveau de l'ovaire qu'une faible hypercroissance de la taille globale de la gonade et une légère augmentation du diamètre des ovocytes; le noyau vitellin y demeurait visible bien que, parfois, il ait atteint le stade de la fragmentation. Tous les auteurs, qui ont essayé d'activer avec des extraits hypophysaires, la gonade jeune des Batraciens, ont particulièrement noté la résistance des ovules à divers traitements. R. Dovaz en 1938 [2] suggéra même l'existence d'une période réfractaire aux hormones gonadotropes. On pouvait donc se demander si la vitellogenèse pourrait apparaître à des stades jeunes sans passer par une période de latence. Pour résoudre ce problème, nous avons réalisé pendant l'hiver des injections d'hormone gonadotrope [3] pendant 8 à 9 mois, les unes à la température du laboratoire, les autres chez des animaux chauffés.

1. Expériences réalisées a la température du laboratoire (année 1957-1958). — Trois espèces de Batraciens : *Alytes obstetricans* (têtards ou métamorphosés artificiellement par la chaleur), *Triturus alpestris* (têtards ou métamorphosés en cours d'expérience), *Amblystoma mexicanum* (Axolotls de 5 mois) ont reçu deux ou trois fois par semaine, pendant 8 mois, des injections d'un extrait lyophilisé gonadotrope F. S. H. (Alytes et Tritons : 0,5 unités-souris; Axolotls : 2,5 unités-souris). *Résultats :* On observe une hypertrophie de la taille de l'ovaire et une augmentation du diamètre des ovules mais leur cytoplasme demeure grenu, leur noyau vitellin entier ou fragmenté; la vitellogenèse n'y apparaît jamais; seul le

canal de Müller des animaux métamorphosés subit cependant un accroissement marqué.

2. Expériences réalisées a une température de 23 a 28° C (année 1958-1959). — L'absence de vitellogenèse observée au cours des premières expériences nous a amenés à étudier l'action de l'hormone gonadotrope F. S. H. sur des animaux chauffés.

a. Pleurodeles waltii. — La ponte est du 24 août 1958; les animaux d'abord élevés en serre ont été mis en expérience au laboratoire le 4 mars. A partir de cette date, ils sont chauffés de 23 à 25°. Ils reçoivent, du 4 mars au 19 juin, 26 injections d'une unité-souris d'hormone gonadotrope F. S. H. *Résultats :* Morphologiquement et histologiquement, les ovaires ne paraissent pas influencés par le traitement.

b. Alytes obstetricans. — Les têtards pêchés en automne 1958 proviennent des pontes d'été. En février 1959, 66 animaux métamorphosés par la chaleur sont répartis en un lot-témoin, maintenu à la température de 23 à 25°, et un lot, également à 23-25°, recevant deux ou trois injections par semaine d'hormone gonadotrope à raison de 0,5 unité-souris par injection. Certains recevront 24 injections, d'autres 13 seulement. *Résultats :* Il y a eu une mortalité extrêmement importante dans les deux lots, certainement due à la température puisqu'elle n'avait pas été observée dans les expériences de 1957-1958. Le 22 mai, les six animaux femelles survivants âgés de 10 mois environ, présentent tous les premières étapes de la vitellogenèse : les œufs sont entourés d'une zona radiata caractéristique, un anneau centripète de vitellus entoure les plus gros à peu près dans leur moitié externe. Chez les témoins, aucune évolution ne s'est produite.

c. Axolotls. — La ponte date du 3 juillet 1958. Les animaux sont élevés en serre puis au laboratoire jusqu'au 4 mars et mesurent alors 7 cm. Ils sont chauffés à 23-25° et reçoivent entre le 4 mars et le 25 juin, 26 injections d'hormone gonadotrope de 2,5 unités-souris chacune. Le 25 juin, ils atteignent 14 cm. *Résultats :* Les gonades des femelles témoins, traitées simplement par la température, sont typiquement des gonades d'animaux immatures jeunes. Chez les sujets traités par la température et l'hormone gonadotrope, au contraire, les gonades femelles remplissent la cavité abdominale et présentent l'aspect typique d'une gonade d'animal adulte avec des œufs de grosse taille dont certains sont pigmentés. Histologiquement, ces œufs présentent une vitellogenèse très marquée, correspondant au milieu du stade de la vitellogenèse primaire décrite par M. Wittek ([3]).

3. Expériences réalisées a la température de 23-25° en 1959 et au début de 1960. — On injecte à des têtards d'*Alytes obstetricans* provenant des pontes de l'été 1959, pendant sept semaines, soit 14 piqûres, un mélange de trois hormones : F. S. F. (0,5 unité-souris), L. H. (200 U. I.), M. H. (5 U. I.). Dans l'ovaire, nous avons pu observer à la fin du traitement la formation d'ovocytes très gros avec une zona radiata caracté-

ristique et quelques traces de vitellogenèse; celle-ci cependant paraît se réaliser d'une façon aberrente.

CONCLUSIONS. — 1° Deux facteurs sont nécessaires pour déterminer le début de la vitellogenèse chez les Amphibiens : l'hormone hypophysaire et la température. Les résultats négatifs observés chez les Pleurodèles ne peuvent pas recevoir, pour le moment, d'explications.

2° Dans nos trois premières expériences, les extraits hypophysaires employés contiennent essentiellement l'hormone F. S. H., ce qui semble donc suggérer que c'est cette substance qui est l'hormone active.

3° La température s'est révélée particulièrement efficace puisque nous avons obtenu des résultats positifs très caractéristiques en moins de 3 mois à 23-25°, alors que nous n'avions observé aucune ébauche de vitellogenèse après 8 à 9 mois de traitement à la température du laboratoire. Il est intéressant de relier cette observation au fait que, dans la nature, la vitellogénèse des Amphibiens s'effectue seulement pendant l'été, puisqu'elle commence peu après les pontes de printemps pour se terminer en septembre. Cette comparaison, cependant, a une portée limitée du fait que les températures que nous avons utilisées sont en moyenne nettement plus élevées que les températures écologiques.

4° Bien que l'ovaire soit beaucoup moins sensible aux hormones hypophysaires que le testicule, ces expériences démontrent que le développement de l'œuf des Batraciens peut se réaliser dès la fin de la première année et qu'elle est indépendante de l'âge et de la métamorphose.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) M. DELSOL, *C. R. Soc. Biol.*, 153, 1959, p. 1003-1007.

(2) R. DOVAZ, *C. R. Soc. Phys. Hist. Nat.*, Genève, 55, 1938, p. 32-34.

(3) M. WITTEK, *Arch. Biol.*, 63, 1952, p. 133-197.

(4) Hormone fabriquée par la firme Byla.

(*Laboratoire de Biologie générale, Facultés catholiques de Lyon.*)

BIOLOGIE. — *Sur la répartition des néoblastes de* Dugesia lugubris *(Turbellarié, Triclade) avant et pendant la régénération.* Note (*) de MM. **Théodore Lender** et **André Gabriel**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Chez la Planaire *Dugesia lugubris*, la concentration en cellules de régénération diminue de la tête vers la queue. Pendant la régénération, les néoblastes des tissus lésés migrent vers la blessure tandis que les néoblastes les plus éloignés se divisent avant d'émigrer.

La régénération des Planaires est due à la mobilisation et la migration des néoblastes, cellules totipotentes présentes dans tout le corps de l'animal (E. Wolff et F. Dubois, 1947) [1]. Nous avons étudié la répartition des néoblastes après une coloration des coupes au vert de méthyle-pyronine. Le noyau se colore en vert : acide désoxyribonucléique (ADN), le cytoplasme et le nucléole en rouge : acide ribonucléique (ARN).

1. Avant la régénération (*fig.* 1), la courbe de répartition des néoblastes décroît de la région céphalique vers la région caudale. Deux maximums peuvent être mis en évidence, l'un dans la région des yeux près du cerveau, l'autre juste en avant du pharynx.

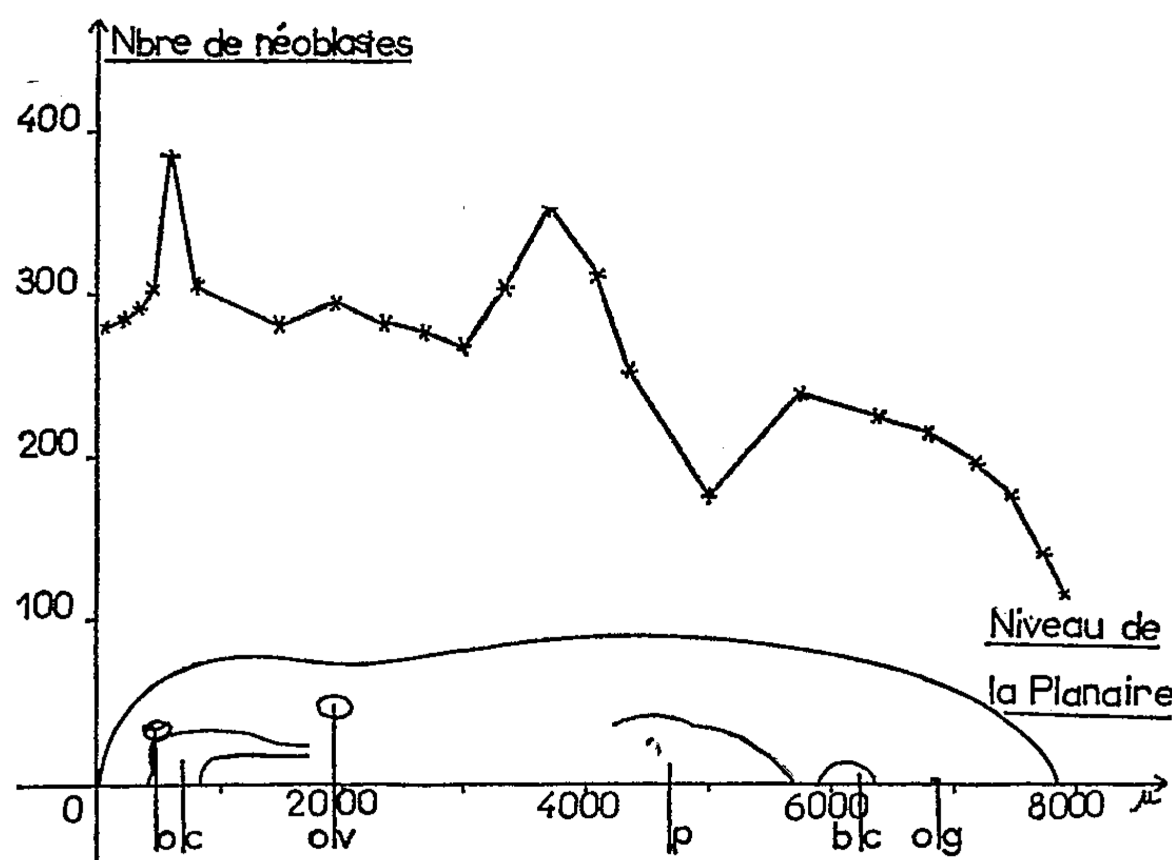


Fig. 1. — Répartition des néoblastes de *Dugesia lugubris* avant la régénération. *bc*, bourse copulatrice; *c*, cerveau; *o*, œil; *og*, orifice génital; *ov*, ovaire; *p*, pharynx.

2. *Répartition des néoblastes dans un segment antérieur en régénération* (*fig.* 1). — Pendant la première journée de régénération, les néoblastes se sont multipliés. Leur nombre a presque doublé au niveau de la section où s'édifie le blastème de régénération. Après 2 jours de régénération,

la somme des néoblastes passe par un maximum. Les cellule de régénération, situées en avant du cerveau, ont commencé leur migration vers le bourgeon de régénération. A la hauteur des yeux et du cerveau, le nombre de néoblastes a doublé par suite de la migration et des divisions cellulaires.

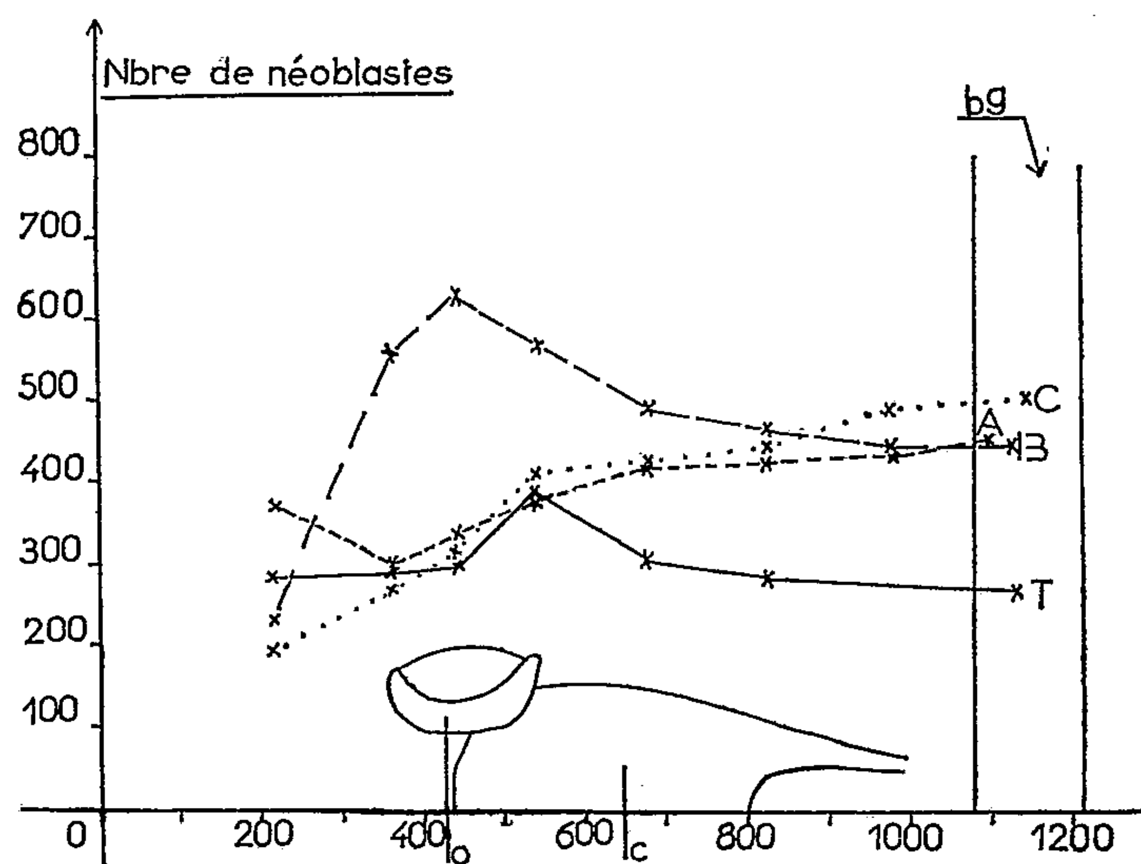


Fig. 2. — Régénération d'une région postérieure.
Répartition des néoblastes : T, chez les témoins; A, 24 h après la section; *bg*, bourgeon de régénération; *c*, cerveau; *o*, œil.

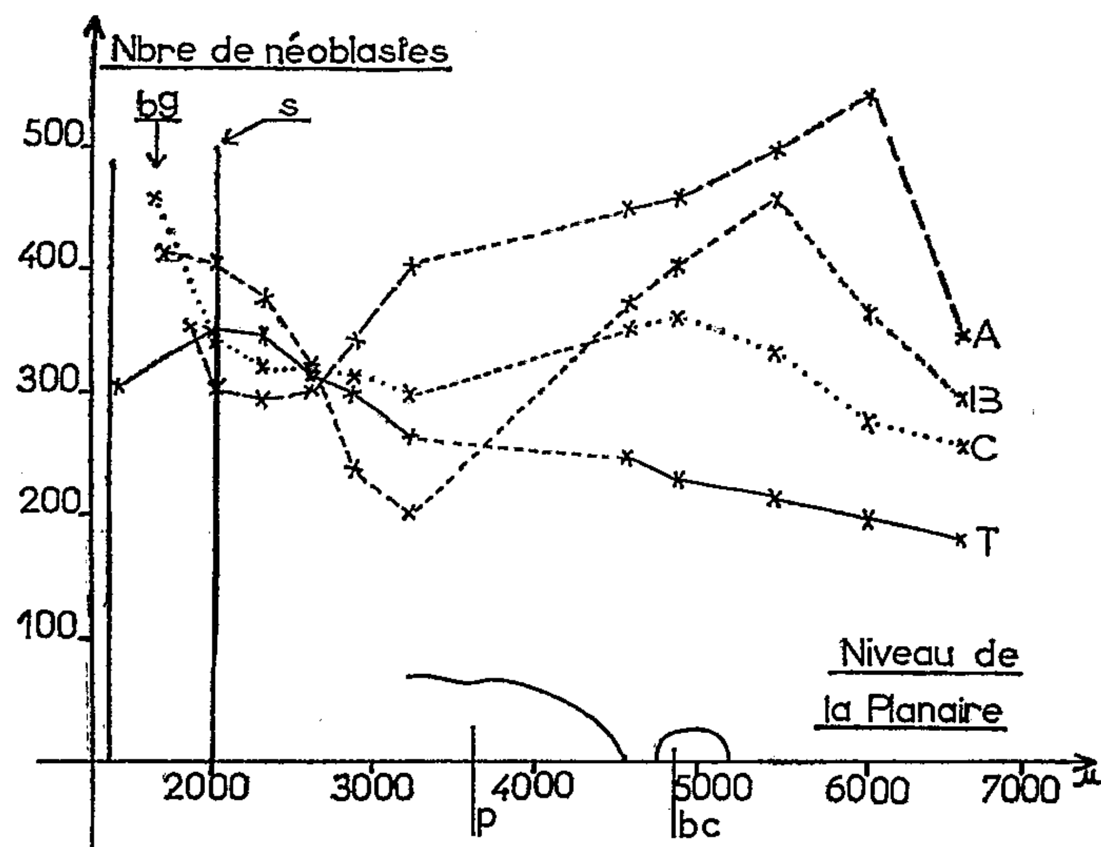


Fig. 3. — Régénération d'une région antérieure.
Répartition des néoblastes : T, chez les témoins; A, 24 h après la section; B, 48 h après la section; C, 72 h après la section; *bc*, bourse copulatrice; *bg*, bourgeon de régénération; *p*, pharynx; *s*, niveau de la section.

Après 3 jours de régénération, le blastème s'est encore enrichi en néoblastes tandis que le reste du corps s'est appauvri à cause de la migration.

Jusqu'au 7e jour de régénération, les néoblastes se multiplient activement. Leur concentration aux différents niveaux de la Planaire se rapproche graduellement de celle observée avant l'amputation.

3. *Répartition des néoblastes dans un segment postérieur en régénération* (*fig.* 3). — Pendant la première journée de régénération, les néoblastes situés dans la région prépharyngienne sont mobilisés pour édifier le bourgeon de régénération. En même temps, le nombre de néoblastes augmente dans la région postpharyngienne. On en compte 2,5 fois plus que chez les témoins. Après 2 jours de régénération, l'augmentation du nombre de néoblastes est important dans la région de formation du blastème, tandis que les régions prépharyngienne et postpharyngienne s'appauvrissent. A ce moment, la migration est donc très intense dans tout le corps de *Dugesia lugubris*. Puis, jusqu'au 7e jour de régénération, le nombre de néoblastes diminue dans la région postpharyngienne pour atteindre la même concentration que chez les témoins. Dans la région prépharyngienne le nombre de néoblastes augmente de nouveau à partir du 4e jour.

Conclusions. — Avant la régénération, la concentration des néoblastes diminue d'avant en arrière avec deux maximums au niveau des yeux et en avant du pharynx.

Au cours de la régénération, les néoblastes réagissent de deux manières au stimulus produit par la blessure. Les néoblastes situés au voisinage de la blessure sont immédiatement mobilisés tandis que les néoblastes les plus éloignés se multiplient activement. Puis ces cellules émigrent aussi vers la blessure. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par F. Dubois en 1949 (2).

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) Wolff et Dubois, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1387.

(2) F. Dubois, *Bull. Biol.*, 83, 1949, p. 213-283.

(*Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay, Laboratoire de Biologie animale S. P. C. N.*)

GÉNÉTIQUE. — *Aberrations chromosomiques et maladies humaines. Syndrôme de Klinefelter XXY à 46 chromosomes par fusion centromérique* T-T. Note de MM. **Jérôme Lejeune, Raymond Turpin** et **Jacques Decourt**, présentée par M. Léon Binet.

Chez un malade atteint de syndrôme de Klinefelter, on dénombre 46 chromosomes en dépit de la présence de deux X et d'un Y. Une fusion centromérique de deux T rend compte de ce nombre paradoxal.

Les chromosomes somatiques de quatre cas de syndrôme de Klinefelter ont été étudiés selon la technique précédemment décrite [J. Lejeune, R. Turpin et M. Gautier, 1959 [1]].

Trois d'entre eux (obs. nos 68, 70, 77) sont porteurs de 47 chromosomes (44 A, XXY) en accord avec l'observation de Jacobs et Strong, 1959 [2].

Le cas no 126, objet de la présente Note, possède 46 éléments seulement.

Description. — Ce sujet, âgé de 15 ans (1,70 m; 57,900 kg) présente une gynécomastie importante avec disposition féminine de la pilosité pubienne. La verge peu volumineuse est de type adulte et le scrotum, bien formé, contient de très petits testicules. Pas de malformations associées.

La chromatine sexuelle est positive; les examens hormonaux montrent : FSH : 50 unités souris; 17 CS = 12,4 mg; 17 OHS = 8,3 mg et DHA = 4,2 mg.

Biopsie testiculaire. — Tubes dépourvus d'éléments de la lignée spermatique et profondément modifiés. Certains sont réduits à un nodule hyalin, d'autres entourés d'une capsule conjonctive épaisse ont un volume normal ou, très dilatés, renferment des éléments sertoliens qui peuvent combler la lumière. Tissu leydigien hypertrophié, formé de nodules de cellules polygonales, éosinophiles pauvres en vacuoles. Stroma dense (Mme le Docteur Calmettes).

Analyse chromosomique. — 24 cellules provenant de trois lignées indépendantes cultivées 15 jours à partir d'une biopsie de *fascia lata* présentent des caryotypes rigoureusement concordants.

Ce caryotype révèle (*fig.* 1) :

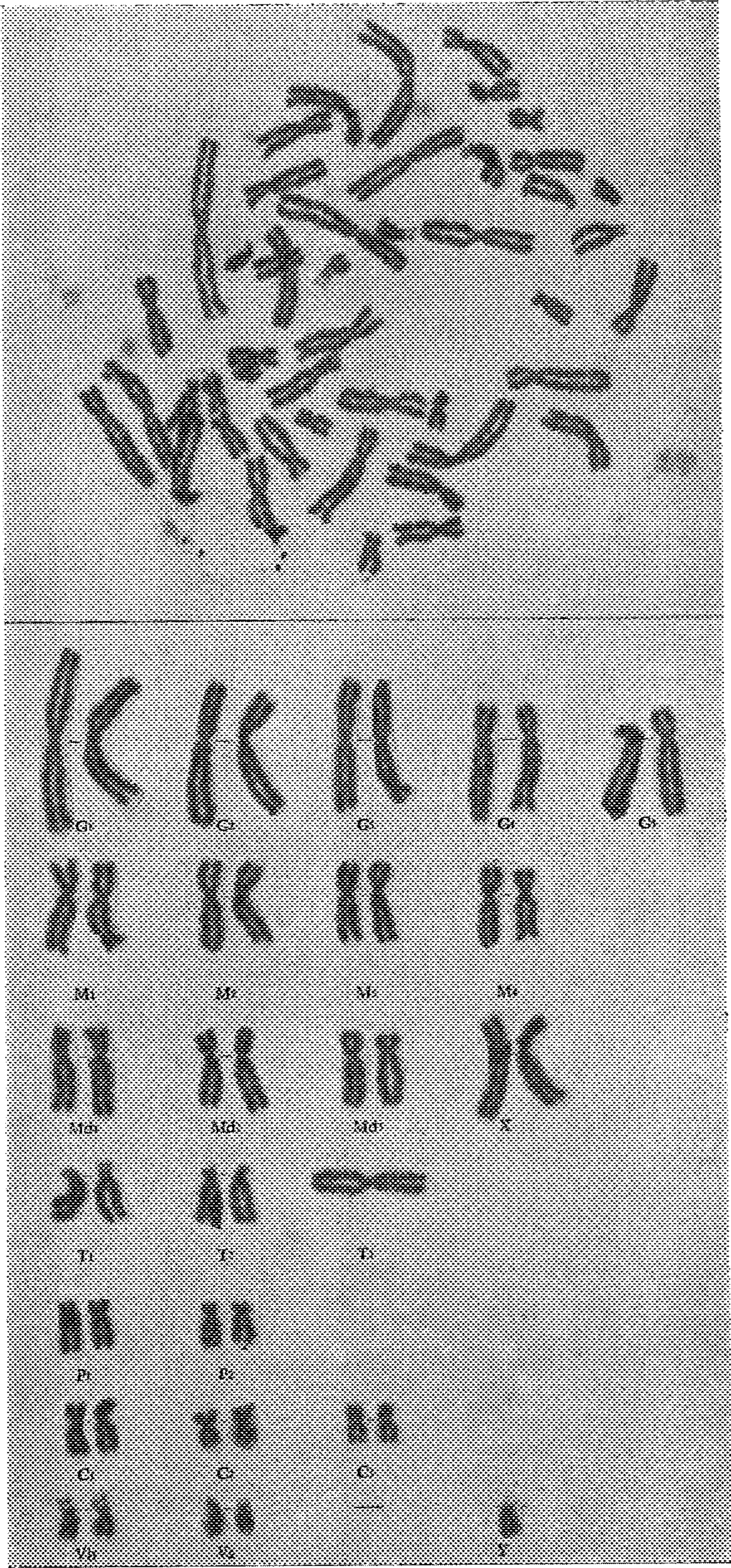
— 46 chromosomes (dans 22 cellules diploïdes) et 92 dans deux tétraploïdes.

— Présence de deux chromosomes X et d'un Y.

— Présence de quatre télocentriques (dont les deux T_1) au lieu de six normalement.

— Présence d'un grand chromosome surnuméraire, assez semblable à G_3 mais à centromère franchement médian.

Il s'agit donc d'un intersexué XXY présentant de surcroît une fusion centromérique de deux T (probablement T_2-T_3).


X
Y

L'éventualité d'un isochromosome T_2-T_2 ou T_3-T_3 ne peut être formellement écartée mais elle entraînerait une monosomie pour l'un des types avec trisomie pour l'autre. La sensibilité de notre espèce aux surdosages géniques (cas de la trisomie V_h du Mongolisme) (Lejeune, Turpin et Gautier, 1959) (1) fait que l'hypothèse d'une translocation T_2-T_3 avec perte d'un résidu hétérochromatique nous semble plus probable. Nous avons déjà proposé cette interprétation à propos du premier cas de translocation chromosomique (polydysspondylie) (Turpin, Lejeune, Lafourcade et Gautier, 1959) (3).

Cette coïncidence d'une non-disjonction et d'une fusion centromérique chez ce malade pourrait faire envisager l'existence d'une cause commune à ces deux types d'aberrations. Par ailleurs, cette observation jointe au cas d'association Mongolisme-Klinefelter rapporté par Ford et coll., 1959, évoque la possibilité d'une accumulation préférentielle de plusieurs accidents dans certaines cellules.

Enfin l'absence de traduction clinique de cette fusion T-T pose le problème d'un polymorphisme chromosomique possible de notre espèce.

(1) J. Lejeune, R. Turpin et M. Gautier, *Ann. Génét.*, n° 2, 1959, p. 41-49.

(2) P. A. Jacobs et J. A. Strong, *Nature*, 183, 1959, p. 302.

(3) R. Turpin, J. Lejeune, J. Lafourcade et M. Gautier, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3636.

(4) C. E. Ford, K. W. Jones et coll., *Lancet*, 4 avril 1959, p. 709.

(*Chaire d'Hygiène et Clinique de la première Enfance*
et Institut de Progénèse,
Faculté de Médecine, Paris).

GÉNÉTIQUE BIOCHIMIQUE. — *Synthèse constitutive de galactokinase consécutive au développement des bactériophages λ chez* Escherichia coli K 12. Note (*) de MM. **Gérard Buttin**, **François Jacob** et **Jacques Monod**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La galactokinase d'*E. coli* est une enzyme inductible [1]. Nous avons isolé des mutants « constitutifs », ce qui suggère que, comme dans le cas de la β-galactosidase [2], au « gène de structure » qui élabore l'enzyme est associé un « gène régulateur » qui en réprime l'expression par l'intermédiaire d'un « répresseur » cytoplasmique. D'autre part, on sait que le récepteur chromosomique du prophage (λ) est étroitement lié au segment Gal qui inclut le gène de structure de la galactokinase. Des recombinaisons entre prophage et segment Gal peuvent intervenir qui se manifestent par la production de particules défectives λGal^+ [3]. Nous avons cherché à savoir si la présence du prophage, son développement végétatif ou son association directe avec les déterminants Gal modifient les conditions d'expression de ces déterminants. La cinétique de synthèse de la galactokinase a été étudiée chez des bactéries se développant en milieu synthétique glycériné. Le D-fucose (6-désoxygalactose) 5.10^{-3} M constituait l'inducteur éventuel. Les observations suivantes ont été faites :

1. Des bactéries $Gal^-_{1,2}$ (mutant incapable de synthétiser la galactokinase et la galactose-transférase) ont été lysogénisées par le prophage défectif (λGal^+). Les conditions de synthèse inductible de l'enzyme sont les mêmes chez ces bactéries Gal^- (λGal^+) que chez la souche normale : la synthèse de galactokinase est soumise à la même régulation que lorsque son déterminant est intégré dans le chromosome bactérien.

2. Les bactéries $Gal^-_{1,2}$ ont été infectées par des particules λGal^+ (lysat HFT contenant 50 % de phages λGal^+; multiplicité d'infection : 0,1). En présence d'inducteur, comme l'a montré Starlinger [4], on observe une synthèse de galactokinase débutant quelques minutes après l'infection et se poursuivant jusqu'à la 60e minute. Les déterminants Gal sont donc capables de s'exprimer rapidement dans la bactérie réceptrice. Cependant nous avons constaté qu'une synthèse équivalente se produit également *en absence de tout inducteur exogène*. Le gène, dans ces conditions, s'exprime donc de façon constitutive. Tout se passe comme s'il était insensible au « répresseur ». On observe le même « effet de dérépression », plus marqué encore, lorsqu'on déclenche un début de développement du prophage (λGal^+) en exposant au rayonnement ultraviolet la souche lysogène Gal^- (λGal^+). La question se pose de savoir si l'effet de dérépression est effectivement lié au développement du phage.

3. Des bactéries lysogènes $Gal^-_{1,2}$ (λ) ont été infectées par des particules λGal^+. Tout développement des particules est donc bloqué chez ces

bactéries immunes. Dans ces conditions, aucune synthèse d'enzyme n'est plus décelable sans inducteur. Le fucose induit une synthèse tardive. Si cependant les bactéries réceptrices sont irradiées par le rayonnement ultraviolet peu après l'infection, on observe, après 50 mn, une synthèse constitutive : l' « effet de dérépression » ne s'observe donc que chez des bactéries qui ne sont pas ou ne sont plus immunes contre λ.

	Exp. N°	Génotypes (*)	Cultures non irradiées. Accroissement d'activité (**) Non induites ΔO.	Induites ΔI.	$\frac{\Delta I}{\Delta O}$.	Cultures irradiées Accroissement d'activité Non induites ΔOUV.	Induites ΔIUV.	$\frac{\Delta I^{UV}}{\Delta O^{UV}}$.
Accroissement d'activité enzymatique entre 0 et 60 mn (lyse des cultures infectées).	1...	Gal^+	18	128	7,1	–	–	–
	1...	$Gal^+ + \lambda$	9	54	6,0	8	–	–
	2...	$Gal^+ + \lambda c$	<5	38	>7	–	–	–
	3...	$Gal^- + \lambda Gal^+$	32	40	1,2	–	–	–
	3...	$Gal^-(\lambda) + \lambda Gal^+$	<0,5	10	>20	33	–	–
Accroissement d'activité enzymatique entre 0 et 100 mn (lyse des cultures lysogènes irradiées).	4...	Gal^+	34	273	8,0	9	80	8,8
	5...	$Gal^+(21)$	23	295	12,8	9	95	10,5
	6...	$Gal^+(\lambda)$	22	240	11,1	93	139	1,5
	7...	$Gal^-(\lambda Gal^+)$	13	133	10,2	401	415	1,0
	8...	$Gal^-(\lambda)(\lambda Gal^+)$	10	92	9,2	222	185	0,8
	9...	$Gal^-(\lambda)/F Gal^+$	22	76 (***)	3,5	13	40	3,0
	10...	$Gal^-/F Gal^+(\lambda)$	26	151	5,7	39	71	1,8

(*) La notation ( ) indique que le génome phagique est au stade prophage.

(**) L'unité d'enzyme est la quantité de galactokinase qui phosphoryle 1 mμM de galactose par heure. Les accroissements d'activité sont exprimés pour 1 ml de suspension contenant, au temps 0, de $1,5.10^8$ à $2,5.10^8$ bactéries/ml (activité spécifique comprise entre 10 et 25 unités). Dosage de l'enzyme : suspensions toluénisées incubées 30 à 90 mn à 37°C en présence de galactose ^{14}C 10^{-3} M, 1,6 μc/ml + ATP $1,5.10^{-3}$ M + Cl_2Mg $1,3.10^{-3}$ M + NaF $3,3.10^{-3}$ M + β-mercaptoéthanol 10^{-2} M; réaction bloquée par addition de 9 vol d'acétate de baryum en solution alcoolique à 90°. Mesure de la radioactivité du précipité contenant le galactose ^{14}C-1-P après filtration sur membrane « millipore ».

(***) L'expression du déterminant Gal porté par F Gal semble réduite en toutes circonstances.

4. Dans les expériences précédentes, les déterminants Gal^+ étaient intégrés dans le génome viral. Que se passe-t-il dans le cas du développement d'un phage λ normal dans une bactérie Gal^+ ? L'infection directe par λ ou par son mutant virulent λc provoque la lyse sans induire aucune synthèse de galactokinase, même si les cellules infectées sont irradiées. Ce résultat exclut la possibilité que l'effet de dérépression soit dû à la libération d'un galactoside inducteur par l'effet de la lysine ou d'autres enzymes phagiques. Cependant, si une souche lysogène $Gal^+(\lambda)$ est exposée au rayonnement ultraviolet, la multiplication du phage s'accompagne, 50 mn après l'irradiation, d'une nette synthèse constitutive de galactokinase. Il semble donc que la synthèse constitutive observée dans ces expériences, si elle ne nécessite pas l'intégration du déterminant Gal^+ dans le génome viral, exige une étroite liaison génétique entre le génome phagique et ce déterminant. Cette conclusion est précisée par le fait que l'irradiation d'une souche lysogène $Gal^+(21)$ ne donne pas lieu à l'effet de dérépression;

or on sait que le prophage (21), proche de (λ) par ses propriétés immunologiques et génétiques, est situé sur le chromosome bactérien à une distance du segment Gal notablement supérieure.

5. On est donc conduit à se demander si l'effet de dérépression se produit lorsque le prophage (λ) et le déterminant Gal^+ se trouvent en position *trans* dans un diploïde et non plus en position *cis*. L'expérience peut être faite en utilisant des bactéries $Gal^-_{1,2}$ qui portent un fragment chromosomique surnuméraire comprenant le facteur sexuel F, le segment Gal^+ ainsi qu'éventuellement le prophage (λ) [5]. Des expériences préliminaires montrent qu'un effet de dérépression s'observe après irradiation d'une souche $Gal^-_{1,2}$/F $Gal^+(\lambda^+)$ (position *cis*). Au contraire, une souche $Gal^-_{1,2}(\lambda)$/F Gal^+, dans laquelle (λ) et Gal^+ sont en position *trans*, ne synthétise de galactokinase qu'en présence d'inducteur, après irradiation.

L'effet de dérépression et les conditions dans lesquelles il se manifeste suggèrent que l'expression d'un gène de structure peut éventuellement échapper au système régulateur auquel elle est normalement soumise lorsque ce gène se trouve, en quelque façon, associé à des déterminants obéissant à un autre système de régulation [6].

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) H. M. Kalckar, K. Kurahashi, E. Jordan, *Proc. Nat. Acad. Sc.* (Washington), 45, 1959, p. 1776.

(2) A. B. Pardee, F. Jacob et J. Monod, *J. Mol. Biol.*, 1, 1959, p. 165.

(3) M. L. Morse, E. M. Lederberg et J. Lederberg, *Genetics*, 41, 1956, p. 142; W. Arber, *Archives des Sciences*, 11, 1958, p. 259.

(4) P. Starlinger, Communication personnelle.

(5) F. Jacob et E. A. Adelberg, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 189.

(6) Ce travail a bénéficié d'une aide partielle du « Jane Coffin Childs Memorial Fund », de la « National Science Foundation » et du Commissariat à l'Énergie Atomique.

(*Service de Biochimie cellulaire de l'Institut Pasteur.*)

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Le traitement de la sclérose en plaques d'origine rickettsienne ou néo-rickettsienne.* Note (*) de M. **Paul Le Gac**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La sclérose en plaques d'origine rickettsienne ou néo-rickettsienne relève d'un traitement à haute dose par les antibiotiques à large spectre (terramycine, auréomycine, tifomycine) associé à la balnéothérapie chaude et alguée. L'hypotension qui en résulte est combattue par les toni-cardiaques. Une cure de plasma de Quinton reconditionne l'équilibre intérieur.

Dans deux Notes précédentes [1], [2] nous avons montré que des cas de sclérose en plaques se présentaient comme des complications de rickettsioses ou néo-rickettsioses et que les lésions majeures étaient d'ordre vasculaire. Nous avons montré en outre que ces atteintes vasculaires primitives étaient susceptibles d'entraîner par anoxie une perturbation du tissu nerveux.

Partant de ces données nous avons établi un traitement qui, reposant sur l'action des antibiotiques à large spectre associé à la balnéothérapie chaude et alguée, comporte les indications suivantes :

a. neutraliser le virus;

b. éliminer les toxines et déchets;

c. stimuler le système cardio-vasculaire;

d. restaurer l'état général;

e. réduire les séquelles.

a. Neutralisation du virus. — Les antibiotiques à large spectre : terramycine, auréomycine et tifomycine se montrent d'une efficacité remarquable vis-à-vis des rickettsies et des néo-rickettsies.

La prescription d'une dose élevée est impérative, la posologie est de 24 g à raison, en principe, de 2 g par jour; cette thérapeutique doit être poursuivie par cures successives, avec intervalle de repos, jusqu'à l'obtention d'une réaction sérologique négative. Pour obvier aux troubles intestinaux consécutifs à la lyse de la flore intestinale par les antibiotiques il y a lieu de prescrire une consommation quotidienne de levures fraîches ou d'ultra-levures.

Il importe de signaler le danger des prescriptions timorées de 6, 8 et 10 g qui, si elles donnent parfois de rapides améliorations, entraînent régulièrement une aggravation de la maladie avec exacerbation des symptômes; en effet, une dose faible d'antibiotique provoque obligatoirement une réactivation tant sérologique que clinique, résultat susceptible de faire condamner et proscrire leur emploi dans des cas de sclérose en plaques dont ils sont en réalité le traitement de choix.

Le séro-diagnostic peut conseiller l'antibiotique à prescrire : Une réaction positive vis-à-vis de *R. prowazeki*, *R. mooseri* et *R. orientalis* fera

préférer l'emploi de la tifomycine (chloramphénicol). La positivité de la réaction vis-à-vis de *R. conori*, *R. burneti* et des néo-rickettsies (X 14, V 14, Q 18) orientera le choix vers l'auréomycine et la terramycine; mais cette règle n'est pas absolue car il peut exister une susceptibilité personnelle vis-à-vis de l'un ou de l'autre des antibiotiques.

Il y a souvent intérêt à faire successivement l'usage de tout l'éventail de ces antibiotiques, car certains comme la terramycine et l'auréomycine possèdent en sus de leur action spécifique vis-à-vis des rickettsies et néo-rickettsies une action réelle vis-à-vis de leurs toxines, et d'autre part il est fréquent qu'un même sujet soit contaminé par plusieurs virus.

b. L'élimination des toxines. — L'élimination des toxines est favorisée par la balnéothérapie chaude et alguée. Les sachets de poudre d'algues destinés à ces bains renferment un mélange sélectionné, dans les zones côtières à fonds rocheux, parmi les algues les plus riches en sels minéraux, vitamines, et oligo-éléments. Certaines d'entre elles jouissent en outre de propriétés phagocytaires et bactéricides telle l'algue rouge Lithothamnion, ou antibiotiques telle l'algue verte *Ulva latissima.*

Ces bains chauds provoquent une vaso-dilatation qui stimule le réveil d'une circulation compromise par l'évolution de l'agent infectieux et une transpiration abondante qui active l'élimination des déchets et toxines cependant que l'organisme devient perméable aux échanges osmotiques désintoxicants et revitalisants. Après vérification de la tension artérielle, ces bains doivent être prescrits à la température faisant transpirer le sujet, variable avec chaque individu. Cette température qui se situe généralement aux environs de 40° sera maintenue telle pendant toute la durée d'une demi-heure.

Ces bains sont très fatigants et doivent être suivis d'un repos d'au moins 2 h au lit, avec ingestion d'une tisane chaude et sucrée. Entre deux bains le malade doit avoir récupéré. Trois bains par semaine sont en principe un minimum et cela pendant au moins deux mois.

A la fin de la cure d'antibiotiques on complète cette élimination par l'emploi d'acétylcholine (à faible dose) qui éperonne les tuniques vasculaires : il est possible alors que des foyers latents soient réveillés, aussi faut-il l'associer à quelques doses journalières d'antibiotiques, toujours accompagnées d'ultra-levures.

c. Stimulation du système cardio-vasculaire. — Les antibiotiques à large spectre et la balnéothérapie chaude entraînent des modifications importantes au niveau du système vasculaire. Ces modifications surtout d'ordre tensionnel doivent nécessairement être vérifiées et contrôlées. L'hypotension en est la principale et sera combattue par les analeptiques cardio-vasculaires. Nous conseillons dans ce groupe de médicaments l'emploi des préparations à base de camphre et la coramine à faible dose.

d. La restauration de l'état général. — L'atteinte du réseau vasculaire entraîne une perturbation de la nutrition des tissus d'où carences diverses

et graves altérations physiologiques. Celles-ci seront rectifiées par une médication calcique, l'emploi de propionate de testostérone sous forme de stérandryl retard et en dernier lieu, par une cure de plasma de Quinton (3) qui reconditionne l'équilibre intérieur de l'organisme au moment où celui-ci est le plus apte à s'y prêter. Nous déconseillons vivement l'emploi de la cortisone et de ses dérivés à moins d'une obligation valable de corticothérapie.

e. Le traitement des séquelles. — Traitement classique bien connu avec cependant quelques particularités : ne jamais pratiquer de massages avant la neutralisation du virus et ne pas oublier qu'ils sont toujours susceptibles de réveiller quelques foyers latents et profonds. Toujours débuter par des massages très légers et à effet surtout circulatoire. La kinébalnéothérapie est particulièrement efficace.

A l'heure actuelle nous pouvons conclure : dans le cas d'un malade récent *la restitutio ad integrum* est rapidement obtenue; pour un malade ancien, dans la mesure où il n'a pas encore de lésions définitives il est possible d'obtenir, en un temps imprévisible et variable pour chaque cas, la récupération progressive des différents territoires.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) P. Le Gac, P. Giroud et N. Dumas, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1937.

(2) P. Le Gac, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2299.

(3) R. Quinton, *L'eau de mer milieu organique*, Paris, Masson, 1904.

La séance est levée à 16 h. 10 m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 AVRIL 1960.

PRÉSIDENCE DE M. LOUIS HACKSPILL.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

L'Académie est informée :

— d'une série de conférences sur la **MÉCANIQUE ONDULATOIRE ET LA BIOLOGIE MOLÉCULAIRE**, qui auront lieu du 26 avril au 31 mai 1960 à l'Institut du Radium sous la présidence de M. **LOUIS DE BROGLIE**;

— des **ASSISES NATIONALES DE LA RECHERCHE, DE LA TECHNIQUE ET DE L'INDUSTRIE**, qui se dérouleront à Mulhouse, du 29 avril au 2 mai 1960;

— du **SYMPOSIUM ON « PHYSICAL, CHEMICAL AND BIOLOGICAL METHODS IN THE STUDY OF HIGH MOLECULAR WEIGHT CARBOHYDRATES »**, qui se tiendra à Edinburgh, du 12 au 14 juillet 1960, sous les auspices de la Société chimique de Londres;

— du premier **CONGRÈS DE L'ASSOCIATION FRANÇAISE DE CALCUL**, organisé à Grenoble, les 14, 15 et 16 septembre 1960.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° RAOUL HUSSON. *La voix chantée. Commande cérébrale des cordes vocales; classification chronaximétrique des tessitures; mécanismes protecteurs du larynx; analyse physiologique des techniques vocales et des grandes méthodes pédagogiques.* Préface de M. ANDRÉ MOULONGUET.

2° Ministère des Travaux publics (Liban). *Carte gravimétrique du Liban au 1/200 000e* établie d'après les mesures de PIERRE STAHL par JACQUES PLASSARD.

3° *COSPAR information bulletin.* March 1960. n° 1.

4° *Revista de la Universidad industrial de Santander* (Colombia). Vol. 1, n° 1.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

VOLCANOLOGIE. — *Composition des gaz volcaniques du lac de lave permanent du Nyiragongo (Congo belge).* Note (*) de MM. **Marcel Chaigneau, Haroun Tazieff** et **René Fabre.**

Une expédition du Centre National de Volcanologie de Belgique, en 1959, a échantillonné les gaz du lac de lave permanent du volcan Nyiragongo. Les analyses montrent un pourcentage relativement élevé en CO_2, des teneurs de 2,9 à 7,85 % en SO_2, 0,6 à 5,35 % en CO, 0,95 à 2,15 % en H_2, l'absence de CH_4 et, pratiquement de H_2S. L'examen des résultats confirme que l'usage d'un déshydratant à action rapide (P_2O_5) évite certaines interactions.

La disparition en 1924 du lac de basalte en fusion du Kilauea avait fortement entravé les recherches entreprises sur la phase gazeuse des émissions magmatiques [([1]) à ([4])]. La découverte d'un lac similaire (1948, volcan Nyiragongo, Congo belge) ([5]) permet d'amorcer une nouvelle série d'études de cet aspect fondamental du volcanisme.

La permanence à l'air libre d'un lac de roche à l'état fondu demeure inexpliqué. L'observation montre qu'il n'y a pas eu d'apport de lave fraîche au Nyiragongo entre 1948 (année de sa découverte) et 1959 (mission du Centre National de Volcanologie) : la superficie du lac s'est rétrécie de 35 000 à 29 200 m², et le niveau s'est abaissé de près de 50 m.

La perte d'énergie par radiation seule est estimée ([6]), ([7]) à $2{,}1.10^8$ cal/s. Le débit total ([7]) à $3{,}5.10^8$ cal/s. La convection qui affecte la matière d'un lac de lave étant vraisemblablement de caractère superficiel, et le transport d'énergie par conduction étant insignifiant, il est plausible que la phase gazeuse constitue le vecteur essentiel de la chaleur dissipée.

Au cours de la mission du Centre de Volcanologie, en 1959, le lac se trouvait à 430 m sous la lèvre du cratère, celui-ci composé de quatre puits emboîtés, dont le dernier s'était amorcé depuis la mission de l'année précédente. Les échantillons, analysés ici, ont été prélevés à trois types d'évents différents : 1° à 30 m au-dessus du lac de lave, dans une émission sous pression considérable, à flamme permanente (analyses 1, 3 à 6, 12); 2° à 1 m au-dessus du lac, dans une crevasse (rimaye) séparant la terrasse inférieure du ressaut vertical constituant l'amorce du puits n° 4 (analyses 2, 7 à 9); 3° à la surface même du lac (analyses 10, 11 et 13).

L'échantillonnage de gaz juvéniles, non contaminés par l'air ni par l'eau de surface, est difficile sinon impossible. Plus le point de prélèvement se trouve éloigné de la lave en fusion, plus les risques de conta-

Analyse n°	Température (°C).	Type d'ampoule.	Hauteur (m).	CO_2.	SO_2.	CO.	N_2 + gaz rares.	H_2.	O_2.	H_2S.	H_2O.	$\frac{100 \times \text{Gaz rares}}{N_2}$.	$\frac{SO_2}{CO_2}$.	$\frac{CO_2+SO_2}{N_2+\text{gaz rares}}$.
1....	1020	2 rob. ss. r. (*)	30	87,35	3,35	5,35	1,65	1,90	0,40	–	n. d.	–	0,038	55,00
2....	970	»	1	84,95	4,05	3,85	4,55	2,25	0,35	–	n. d.	–	0,049	19,55
3....	990	»	30	76,40	5,80	4,55	10,55	1,75	0,95	–	n. d.	1,081	0,076	7,79
4....	990	»	30	72,70	3,70	4,50	14,10	1,90	3,10	–	n. d.	–	0,051	5,42
5....	1020	Vide + P_2O_5	30	72,10	7,85	4,25	14,50	1,30	–	–	–	1,114	0,108	5,51
6....	990	»	30	71,32	7,37	4,30	15,60	1,45	–	–	–	–	0,103	5,12
7....	970	»	1	68,00	6,40	3,40	20,20	1,40	0,60	–	–	–	0,094	3,68
8....	970	»	1	67,70	6,10	3,20	21,10	1,30	0,60	–	–	1,200	0,090	3,49
9....	970	»	1	61,75	5,25	0,60	31,20	0,95	–	0,25	–	–	0,084	2,15
10....	960	»	0	45,50	5,10	2,60	39,10	–	7,70	–	–	–	0,112	1,29
11....	960	»	0	45,30	5,00	2,60	39,30	–	7,80	–	–	1,125	0,110	1,28
12....	1020	Vide + CaC_2	30	40,90	4,40	2,45	8,30	0,75	–	–	43,20	–	0,107	5,46
13....	960	»	0	25,70	2,90	1,50	22,90	–	4,50	–	42,50	–	0,109	1,25

(*) 2 rob., ampoule à 2 robinets; ss. r., sans réactif.

Observations. — Estimations des conditions de prélèvement : E, excellentes; C, convenables; M, médiocres.
1 : E. Pression : plus. kg/cm². Moyenne de deux analyses. Présence d'acides polythioniques.
2. : C. Pression faible. Moyenne de deux analyses. Présence d'acides polythioniques.
3. : E. Pression : plus. kg/cm². Moyenne de deux analyses. Présence d'acides polythioniques.
4. : E. Pression : plus. kg/cm². Moyenne de trois analyses. Présence d'acides polythioniques.
5. : E. Pression : plus. kg/cm². Moyenne de deux analyses. Présence de soufre.
6. : Id.
7. : C. Pression faible. Évent à flammes vertes sporadiques (16 août 1959).
8. : *Id.*
9. : *Id.* (17 août 1959). Moyenne de deux analyses.
10. : M. Pression insignifiante. Température de la lave : 840 °C à 15 cm de profondeur
11. : *Id.*
12. : E. Pression : plus. kg/cm². Moyenne de deux analyses.
13. : M. Pression insignifiante. Température de la lave : 840 °C à 15 cm de profondeur.

mination sont grands. Par conséquent, nous avons cherché à opérer aussi près que possible de la lave. Cependant, des gaz semblaient devoir échapper, au moins partiellement, aux risques de contamination atmosphériques, Il s'agit de ceux qui fusent de façon permanente, depuis au moins 1948, d'une série d'évents situés dans le troisième puits (à 30 m au-dessus de la lave), si l'on considère la nature et la situation topographique de ces évents ainsi que leur pression. En fait, les échantillons prélevés là se sont avérés les moins contaminés. Ce paradoxe est explicable par la pression naturelle du dégagement; celle-ci, par contre, était très faible aux abords du lac dont notre équipement permettait l'approche, et l'aspiration artificielle ne pouvait, dans ces conditions, compenser l'insuffisance de pression naturelle.

Technique d'échantillonnage. — Les gaz ont été prélevés à l'aide d'un tube en acier inoxydable de 5 m de long raccordé à l'ampoule en verre pyrex par un tube en caoutchouc. Les ampoules utilisées étaient de quatre types différents : *a.* à deux robinets, d'une capacité de 2 000 ml, sans réactif; *b.* sous vide (230 à 250 ml), sans réactif; *c.* sous vide (230 à 250 ml) renfermant de l'anhydride phosphorique; *d.* sous vide (230 à 250 ml), contenant du carbure de calcium.

Avec les ampoules à deux robinets, on a procédé à un balayage préalable, pendant 5 à 10 mn, naturellement ou par pompage. Dans les autres cas, le balayage de la canalisation précédait évidemment le raccordement à l'ampoule en prenant soin de ne pas emprisonner d'air dans l'embout; et l'on poursuivait selon la technique décrite antérieurement ([8]). Cette méthode, malgré sa simplicité, s'est révélée satisfaisante.

Les analyses de gaz ont été faites selon la technique de P. Lebeau et A. Damiens que nous avons utilisée pour les prélèvements effectués au Mont Pelé (Martinique), à la Grande Soufrière de Basse-Terre (Guadeloupe) et au volcan d'Ambrym (Nouvelles-Hébrides) ([8]), ([9]). A ce sujet, il convient de souligner que, contrairement à l'opinion émise par A. Brun ([2]), l'usage du bioxyde de plomb est convenable pour l'absorption de l'anhydride sulfureux en présence d'anhydride carbonique à la température ordinaire. En outre, nous rappelons que la méthode analytique sur la cuve à mercure ne fait appel qu'à de très faibles quantités de réactifs par rapport aux volumes gazeux mis en œuvre. On élimine ainsi les causes d'erreur dues à la solubilité de certains gaz dans les réactifs, ce phénomène étant inévitable lorsqu'on utilise des appareils genre Orsat.

Dans le tableau ci-dessus, nous avons rassemblé : les résultats obtenus en les classant par teneur décroissante en anhydride carbonique, ainsi que les rapports : SO_2/CO_2, $SO_2 + CO_2/N_2 +$ gaz rares et $100 \times$ gaz rares$/N_2$. Les divers composés sont exprimés en volumes pour-cent, abstraction faite de la vapeur d'eau (sauf pour les analyses n°s 12 et 13) et du soufre libre.

La quantité de soufre recueilli dans l'ampoule n° 6 a permis, par application de la formule de Nerst, de calculer le pourcentage de vapeur de soufre contenu dans ce mélange au moment de l'émission. Pour cela, nous avons aussi tenu compte du volume de l'ampoule, et de la température prise au couple thermoélectrique. Trouvé : 2,4 %.

De plus, après extraction de la totalité des gaz, les solutions aqueuses, provenant du rinçage de la plupart des ampoules, ont été soumises à divers essais. Nous y avons constaté la présence de : Ca, Cl^-, NO_3^-, à l'état de traces. Pour l'anion SO_4^{--}, en quantités dosables, deux déterminations ont donné 5,9 et 6,1 mg pour les récipients d'une capacité voisine de 2 000 ml.

Enfin, il est important de signaler que les ampoules qui avaient contenu les gaz, en absence d'anhydride phosphorique, renfermaient des acides polythioniques qui ont été caractérisés par le chlorure de benzyl-ψ-thio-urée. On peut expliquer la présence de ces composés par une interaction entre l'eau, le soufre et l'anhydride sulfureux qui, par contre, est évitée dans le cas où les gaz sont immédiatement déshydratés.

L'examen du tableau fait principalement ressortir :

a. la présence constante d'anhydride carbonique à un pourcentage particulièrement élevé, d'anhydride sulfureux, d'oxyde de carbone et d'hydrogène (sauf, pour ce dernier, à la rimaye où les prélèvements sont riches en oxygène);

b. la présence d'une petite quantité d'hydrogène sulfuré en un seul lieu;

c. l'absence constante de méthane;

d. des teneurs en gaz rares voisins de celle de l'air atmosphérique;

e. le rapport SO_2/CO_2 est beaucoup plus faible pour les gaz conservés en absence d'anhydride phosphorique que pour ceux ayant subi une déshydratation rapide. Ce qui est en parfait accord avec la présence d'acides polythioniques formés à partir de l'anhydride sulfureux. La formation de ces acides thioniques a lieu dans un délai relativement court après le prélèvement ainsi que le montre la constance de composition des diverses fractions prélevées à partir d'une même ampoule durant deux mois.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) F. Fouqué, *Santorin et ses éruptions*, Masson, Paris, 1879.
(2) A. Brun, *Recherches sur l'exhalaison volcanique*, Hermann, Paris, 1911.
(3) A. L. Day et E. S. Shepherd, *Bull. Géol. Soc. Amer.*, 24, 1913, p. 573-606.
(4) T. A. Jaggar, *Amer. J. Sc.*, 238, 1940, p. 313-353.
(5) H. Tazieff, *Bull. Soc. Belge Géol.*, 58, 1949, p. 165-172.
(6) J. Verhoogen, *I.P.N.C.B.*, 1, 1948, Bruxelles.
(7) A. H. Delsemme, *Académie des Sciences coloniales de Belgique* (sous presse).
(8) R. Fabre et M. Chaigneau, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 15.
(9) M. Chaigneau, H. Tazieff et R. Fabre, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1760.

(*Laboratoire des Gaz du C. N. R. S., Paris et Centre National de Volcanologie, Belgique.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Recherches sur la réaction déciduale expérimentale.* Note de MM. **Robert Courrier** et **Alexandre Psychoyos.**

Diverses substances (progestérone, œstradiol, hyaluronidase, 48/80, novocaïne) instillées dans l'utérus de la Ratte castrée soumise à la progestérone provoquent la réaction déciduale. La novocaïne instillée dans l'utérus de la Ratte pseudo-gestante détermine la formation de beaux déciduomes.

L'étude de la réaction déciduale est entrée dans une phase nouvelle lorsque Shelesnyak (1) et Chambon (2) eurent affirmé que la muqueuse utérine, convenablement préparée par les hormones ovariennes, subissait la décidualisation sous l'influence de l'histamine. Le grand mérite de Shelesnyak fut de démontrer que la pyrathiazine, administrée par voie générale, provoque la métamorphose déciduale de l'endomètre sans que celui-ci ait été soumis au moindre traumatisme. Pour l'auteur israëlien, la pyrathiazine agirait dans ce cas par sa propriété de libérer l'histamine. Rappelons ici que R. Courrier et R. Kehl (3) ont constaté autrefois (1931) le fait suivant : l'injection sous-cutanée d'œstrogène détermine l'apparition de gaines déciduales périvasculaires dans l'utérus de lapin préparé par la progestérone et qui n'a pas subi d'irritation mécanique directe.

Nous nous proposons dans cette Note d'apporter quelques données nouvelles qui s'ajouteront aux faits importants que Shelesnyak et Chambon ont fait connaître l'un et l'autre.

Signalons tout d'abord les résultats fort différents qu'on peut obtenir avec la pyrathiazine chez la Ratte pseudo-gestante ou chez la Ratte castrée qui reçoit les hormones ovariennes. En voici un exemple : Shelesnyak injecte, en une seule fois dans le péritoine, 20 mg de pyrathiazine à des rattes qui sont au matin du 4e jour d'une pseudo-gestation; il produit de la sorte de très belles réactions déciduales. Pour notre part, nous choisissons des rattes à cycle normal, nous les castrons et nous leur injectons sous la peau 5 mg de progestérone par jour pendant 15 jours. Le 10e jour de ce traitement, nous leur administrons 20 mg de pyrathiazine dans le péritoine. Examinées au 16e jour, ces femelles ne présentent pas de réaction déciduale. Un résultat négatif semblable est enregistré si l'on ajoute à la progestérone 1 μg d'œstradiol par jour du 5e au 15e jour du traitement, ou simplement 1 μg d'œstradiol le 10e jour du traitement, 1 h avant l'administration de pyrathiazine. Dans un texte récent que nous a transmis M. Shelesnyak, nous trouvons l'expérience suivante un peu différente de la nôtre : des rattes sont castrées le 3e jour d'une pseudo-gestation; elles reçoivent ensuite 4 mg de progestérone par jour. La pyrathiazine donnée le 4e jour, c'est-à-dire le lendemain de la castration, ne détermine pas de déciduome; mais l'auteur enregistre

une réaction déciduale chez une seule des quatre femelles qui avaient reçu une injection d'œstrogène avant la pyrathiazine.

Relatons maintenant d'autres résultats que nous versons au dossier. Des rattes castrées reçoivent en injection sous-cutanée de 3 à 5 mg de progestérone par jour pendant 10 ou 15 jours. On leur instille de l'histamine (0,5 ou 1 mg) dans une corne utérine en opérant le 5e ou le 10e jour selon la durée de l'expérience. On découvre une fois sur six un petit déciduome local au point d'injection dans l'utérus. La même réaction est obtenue en remplaçant l'histamine par du sérum physiologique; nous rappellerons entre parenthèses que Chambon a provoqué la réaction déciduale en instillant du sérum physiologique à la ratte pseudo-gestante.

Si le traitement que nous donnons à la ratte castrée comporte non plus de la progestérone seule, mais une association de progestérone (3 mg) et d'œstradiol (1 μg) par jour pendant 10 jours, l'histamine instillée dans une corne au 5e jour conduit à un meilleur résultat : quatre déciduomes sur six expériences; trois d'entre eux sont limités au point d'instillation, mais le 4e est généralisé le long de la corne. Ces résultats concordent avec ceux de Chambon [2].

Nous avons instillé aussi d'autres substances dans l'utérus. Des rattes castrées reçoivent en injection sous-cutanée 5 mg de progestérone par jour pendant 10 jours. Le 5e jour, on instille 1 mg de progestérone dans une corne. On enregistre au 11e jour, six déciduomes volumineux sur six expériences; cinq d'entre eux sont localisés au point d'instillation, le 6e est généralisé à toute la corne. Si au lieu de progestérone c'est de l'œstradiol (0,5 μg) qu'on instille dans cette expérience, on obtient six déciduomes sur six expériences et trois sont généralisés.

L'instillation d'hyaluronidase (10 unités) donne cinq déciduomes sur six expériences; deux sont localisés à la piqûre et trois sont généralisés.

L'instillation de la substance 48/80 qui représente un puissant libérateur d'histamine, fournit sur six expériences, six réactions déciduales dont deux sont généralisées.

Nous pouvons constater dans certaines de ces expériences que la réaction déciduale peut se développer chez la Ratte castrée soumise à la progestérone et ne recevant pas d'œstrogène.

Nous signalerons enfin quelques résultats obtenus au moyen de la novocaïne qui est une substance ganglioplégique, douée d'un certain pouvoir antihistaminique. Au 4e jour d'une pseudo-grossesse, des rattes reçoivent 5 mg de novocaïne dans la corne utérine droite et 1 mg dans la corne gauche; on trouvera à droite cinq beaux déciduomes généralisés sur cinq expériences; à gauche la réaction est le plus souvent moins forte. En instillant de la novocaïne dans l'utérus de rattes castrées soumises à la progestérone, nous avons pu observer aussi une réaction déciduale, parfois généralisée.

Enregistrons pour le moment ces divers faits expérimentaux sur la réaction déciduale; ils viennent s'ajouter aux résultats intéressants acquis récemment par différents auteurs parmi lesquels nous citerons Shelesnyak, Chambon, Kehl, Mayer, Canivenc. Puissent-ils aider un jour à la compréhension du mécanisme de la nidation de l'œuf dans l'utérus.

(1) M. C. SHELESNYAK, *Recent progress in hormone research*, 8, 1957, p. 269; *voir* aussi : P. F. KRAICER et M. C. SHELESNYAK, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3213.

(2) Y. CHAMBON, *C. R. Soc. Biol.*, 153, 1959, p. 1468; *C. R. Soc. Biol.*, séance de la Société de Poitiers, 19 décembre 1959 (sous presse).

(3) R. COURRIER et R. KEHL, *C. R. Assoc. Anatomistes*, 26e Réunion, Varsovie, 1931, p. 144; *voir* aussi : R. COURRIER et L. CHEDID, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1001.

(*Morphologie expérimentale et Endocrinologie, Collège de France.*)

MÉCANIQUE. — *Vérification expérimentale de la théorie héréditaire des déformations plastiques.* Note (*) de M. **Gustavo Colonnetti.**

La théorie héréditaire des déformations plastiques, dont j'ai exposé les premiers développements dans ces *Comptes rendus* ([1]), nous a conduit à une révision des idées courantes sur la résistance des matériaux.

Au sujet, par exemple, des calculs pour le dimensionnement des éléments en béton armé, elle nous a conduit à reconnaître la nécessité de remplacer les diagrammes « contraintes-déformations » déduits de l'hypothèse d'un comportement parfaitement élastique du béton, par d'autres diagrammes tenant compte de son comportement élasto-plastique ([2]).

La nécessité d'un tel remplacement a été d'ailleurs reconnue même par les commissions d'étude du *Comité Européen du Béton.* Dans le rapport que le Président de la Commission pour la compression excentrée, M. Hubert Rusch, a présenté à Vienne en avril dernier ([3]), on remarque que, lorsqu'une poutre est sollicitée en flexion, ses différentes fibres longitudinales se trouvent déformées à des vitesses différentes qui sont proportionnelles à leur distance de l'axe neutre, et que de ces différentes vitesses de mise en charge il faut absolument tenir compte lorsqu'on veut déterminer la répartition des contraintes.

M. C. Rasch a proposé d'étudier, sur des prismes en compression simple, l'influence de la vitesse de déformation sur la forme de la courbe « contraintes-déformations ».

A cet effet des prismes identiques doivent être mis en charge à des vitesses différentes, ces vitesses étant maintenues constantes lors de chaque essai.

Des résultats de ces essais, réalisés à Munich, M. Rasch a déduit la loi de répartition des contraintes dans la zone comprimée d'une poutre fléchie, mettant en évidence la partie de la courbe « contraintes-déformations » située au-delà de la contrainte maximale.

Ses conclusions sont tellement conformes à celles qui découlent de la théorie héréditaire des déformations plastiques qu'on pourrait, dès maintenant, considérer cette théorie comme pleinement confirmée par l'expérience.

Il s'agit toutefois de résultats obtenus par voie indirecte, c'est-à-dire réunissant dans un seul diagramme les mesures effectuées dans des essais séparés

Il serait évidemment préférable d'atteindre les mêmes résultats par des déterminations directes, c'est-à-dire effectuées simultanément sur les différentes fibres d'une poutre. Ce qui est difficile à réaliser, mais non impossible, au moins dans certains cas particuliers.

Dans le cas, par exemple, d'une poutre métallique simplement fléchie,

on peut songer à la possibilité que les différentes fibres soient assemblées de telle façon qu'elles se déforment solidairement sous l'action de la sollicitation extérieure, mais qu'on puisse les rendre indépendantes immédiatement après déchargement de la poutre.

Une telle possibilité a été réalisée dans les laboratoires de l'Institut Dynamométrique de Turin.

Dans des poutres en cuivre électrolytique écroui, des fissures longitudinales très minces ont été préalablement pratiquées, limitées à la partie centrale de la poutre de manière que les différentes fibres restent engagées à travailler solidairement sous l'action d'une sollicitation à simple flexion appliquée aux extrémités de la poutre (*fig.* 1).

A poutre déchargée il suffira de séparer les fibres — en les sciant — de l'une des extrémités de la poutre (*fig.* 2) pour détruire tout état de coaction et réaliser, dans chaque fibre, la déformation plastique que la sollicitation extérieure y aura déterminée.

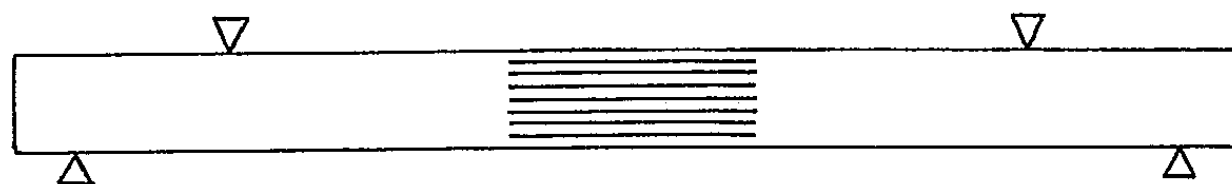

Fig. 1.


Fig. 2.

Des extensomètres électriques placés sur les différentes fibres permettent d'enregistrer, avec toute la précision désirable, les déformations, soit avant, soit après la destruction des liens existant entre elles.

On parvient ainsi à contrôler le cours de l'expérience, à constater la conservation des sections planes (même dans la zone fissurée), à reconnaître la formation d'un état de coaction et sa conservation après déchargement de la poutre, et enfin à mesurer les déformations plastiques dans les différentes fibres.

Par différence entre les déformations totales et les déformations plastiques on obtiendra la loi de répartition des déformations élastiques, et donc des contraintes.

Dans la figure 3 les résultats de l'expérience sont présentés superposés à ceux de la théorie [4].

L'état initial d'écrouissage (dû vraisemblablement au laminoir) est dénoncé par le petit déplacement de l'axe neutre et par une dissymétrie très marquée dans le comportement des fibres selon qu'elles sont sollicitées à traction ou à compression.

Dans la zone tendue les déformations élastiques (et donc les contraintes) vont croissant continuellement de l'axe neutre au bord de la section.

Toute différente est la loi de répartition des déformations élastiques dans la zone comprimée, où la contrainte maximale ne se vérifie plus au bord de la section, mais à l'intérieur de celle-ci.

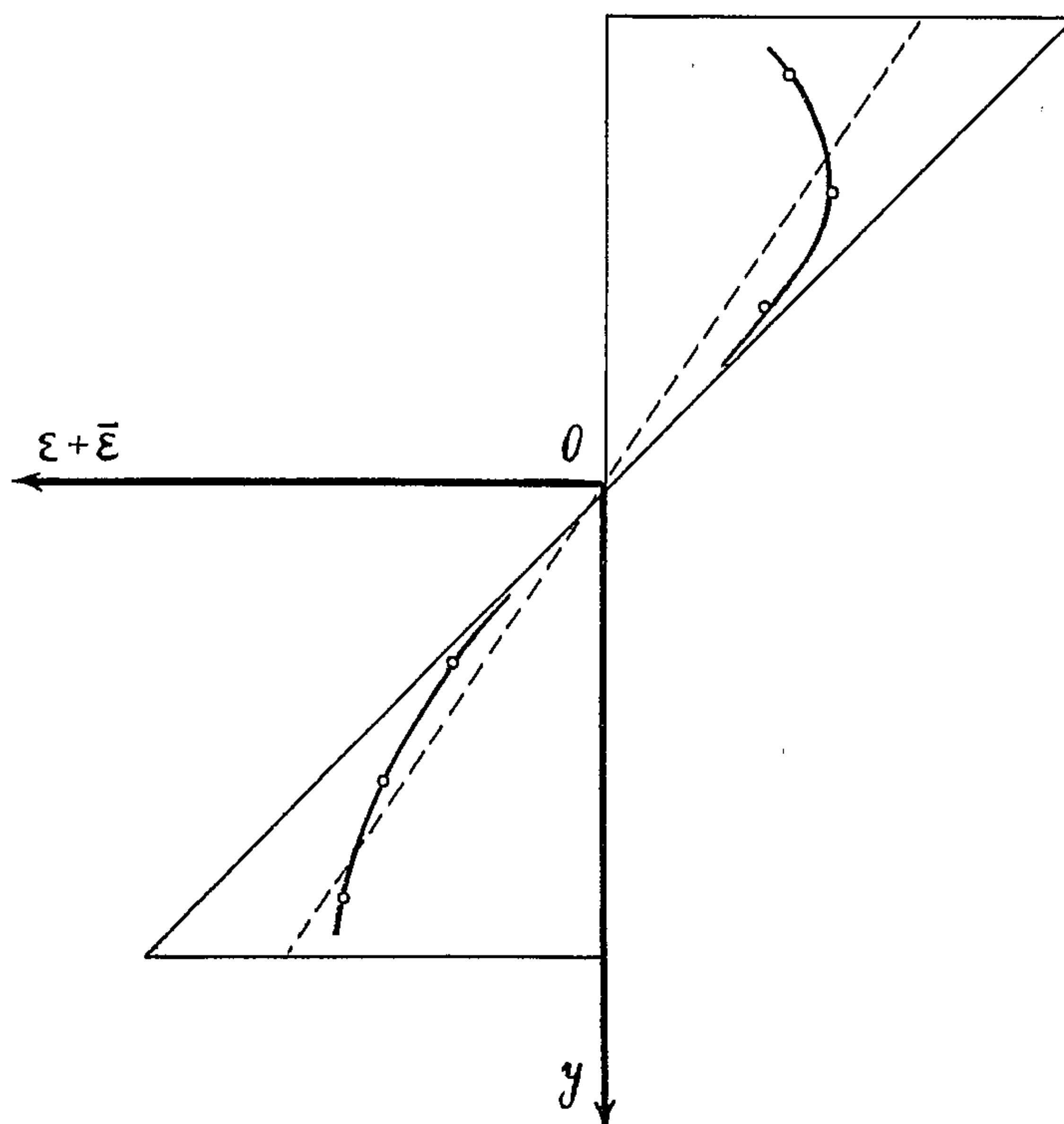


Fig. 3.

Dans l'un comme dans l'autre cas l'interprétation analytique peut se faire par des équations dont les coefficients seront immédiatement déduits des données de l'expérience ([5]).

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 376, 561, 840, 897; 248, 1959, p. 2429, 3670 et 249, 1959, p. 599.

([2]) *Rend. Accad. Naz. Lincei*, Roma, 8e série, 25, 1958 et 26, 1959; *Ann. Inst. techn. du Bâtiment et des Travaux Publics*, Paris, n° 142, 1959; *Pontificiæ Academiæ Scientiarum Scripta varia*, n° 19, 1960.

([3]) Comité Européen du Béton (Secrétariat Permanent à Paris, 3, rue de Lutèce), *Bulletin d'Information*, n° 15, mars 1959.

([4]) Dans la figure 3 les résultats de l'expérience ont été désignés par des o. Suivant la théorie on les a interprétés par des courbes dont les équations sont du type :

$$\bar{\varepsilon} = K_2 y^2 + K_3 y^3 + K_4 y^4.$$

([5]) Dans le cas particulier dont il s'agit (et à l'échelle adoptée dans la figure) on a eu pour la zone tendue :

$$K_2 = 0{,}275, \qquad K_3 = 0{,}029, \qquad K_4 = 0$$

et pour la zone comprimée :

$$K_2 = 0, \qquad K_3 = 0{,}0445, \qquad K_4 = 0{,}0103.$$

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

TOPOLOGIE. — *Homologie à coefficients dans un antifaisceau.*

Note (*) de M. **René Deheuvels**, présentée par M. Jean Leray.

Nous proposons une définition de l'homologie utilisant l'algorithme des foncteurs dérivés de Cartan-Eilenberg, et des antifaisceaux (1) comme coefficients. Elle satisfait à toutes les « bonnes » propriétés absentes de la théorie de Cech. Elle coïncide avec cette dernière dans le cas des espaces compacts avec coefficients dans un corps.

La possibilité de décrire les groupes de cohomologie d'un espace topologique X au moyen des dérivés du foncteur « section » agissant sur la catégorie des faisceaux sur X, a fait rentrer la cohomologie des espaces topologiques dans l'algorithme de Cartan-Eilenberg. Il était naturel de rechercher une description analogue de l'homologie des espaces (seule théorie homologique à ne pas avoir été intégrée dans la théorie générale).

La catégorie des faisceaux s'avérant impropre, le problème revenait donc à construire, relativement à un espace X, une catégorie, hypertrophie convenable de la catégorie des groupes abéliens, possédant suffisamment d'éléments projectifs, et d'y définir un foncteur, qui, avec ses dérivés, décrive l'homologie de l'espace.

Il est à remarquer que, dans le cas particulier des schémas simpliciaux, si la construction des groupes d'homologie et de cohomologie se prête immédiatement à l'extension à des systèmes de coefficients contravariants [à chaque simplexe s est attaché un groupe $\mathcal{A}(s)$, et à chaque couple $s \subset t$, un homomorphisme : $\mathcal{A}(s) \leftarrow \mathcal{A}(t)$; puisque s est une somme de simplexes contenus dans s], elle ne permet pas l'usage de coefficients covariants [$s \to \mathrm{A}(s)$ $s \subset t$ $\mathrm{A}(s) \to \mathrm{A}(t)$]. Un autre mode de construction de l'homologie d'un schéma simplicial devra donc se substituer à la définition classique.

Catégories $\mathrm{C}^+(\mathrm{E})$ *et* $\mathrm{C}^-(\mathrm{E})$ *sur un ensemble ordonné* E. — Soient E un ensemble ordonné, C une catégorie quelconque. Désignons par $\mathrm{C}^+(\mathrm{E})$ et $\mathrm{C}^-(\mathrm{E})$ les catégories des foncteurs covariants, resp. contravariants de E dans C (E est considéré comme une catégorie dont les morphismes sont les relations d'ordre). Si C est abélienne, il en est de même de $\mathrm{C}^+(\mathrm{E})$ et de $\mathrm{C}^-(\mathrm{E})$.

Théorème. — *Si* C *satisfait à la propriété* $\mathfrak{P}$ *: tout objet est image d'un objet projectif, ou* $\mathfrak{I}$ *: tout objet est sous-objet d'un objet injectif, il en est de même de* $\mathrm{C}^+(\mathrm{E})$ *et* $\mathrm{C}^-(\mathrm{E})$.

Preuve. — Soit $A \in C^+(E)$, et pour chaque $S \in E$, soit P^S un objet projectif d'image $A(S)$ [resp. I^S un objet injectif dont $A(S)$ est sous-objet]. Soient $P(S) = \bigoplus_{T \prec S} P^T$, $\Pi_{SS'}$ l'inclusion naturelle : $P(S') \to P(S)$ lorsque $S' \prec S$, φ_s l'épimorphisme naturel : $P(S) \to A(S)$. Les $P(S)$ et $\Pi_{SS'}$ forment un objet projectif P de $C^+(E)$ d'image A. Soient de même : $I(S) = \prod_{S \prec T} I^T$, $\iota_{SS'}$ l'épimorphisme naturel : $I(S') \to I(S)$ lorsque $S' \prec S$, ψ_S l'inclusion naturelle : $A(S) \to I(S)$. Les $I(S)$ et $\iota_{SS'}$ forment un objet injectif de $C^+(E)$ dont A est un sous-objet .

COROLLAIRE. — *Existence des foncteurs* Ext^n *dans* $C^+(E)$ *et* $C^-(E)$, *et de* Tor_n *lorsque le* $\otimes$ *existe dans* C.

Foncteurs recouvrements. — Nous supposons désormais qu'il existe dans E un élément plus grand que tous les autres : X, et que C est abélienne. Appelons recouvrement de E toute famille $\mathcal{R} = (R_i)_{i\in I}$ d'éléments de E telle que pour tout $S \in E$, il existe au moins un $R \prec S$, tel que $R \prec \mathcal{R}$, en notant $S \prec \mathcal{R}$ la propriété : $S \prec R_i \in \mathcal{R}$ et $E_{\mathcal{R}}$ l'ensemble ordonné formé des $S \prec \mathcal{R}$ et de X. Considérons les foncteurs

$$f_{\mathcal{R}} : \ C^+(E)\,(\to C^+(E_{\mathcal{R}})) \to C : \ A \to A_{\mathcal{R}} = \mathrm{Im}\Big[\bigoplus_{S \prec \mathcal{R}} A(S) \to A(X)\Big],$$
$$f^{\mathcal{R}} : \ C^-(E)\,(\to C^-(E_{\mathcal{R}})) \to C : \ \mathfrak{A} \to \mathfrak{A}^{\mathcal{R}} = \mathrm{Im}\Big[\mathfrak{A}(X) \to \prod_{S \prec \mathcal{R}} \mathfrak{A}(S)\Big],$$

$f_{\mathcal{R}}$ a ses dérivés à droite nuls et l'on peut noter ses dérivés à gauche : $L_n f_{\mathcal{R}}(A) = H_n(\mathcal{R}; A)$. $f^{\mathcal{R}}$ a ses dérivés à gauche nuls et l'on peut noter ses dérivés à droite : $R^n f^{\mathcal{R}}(\mathfrak{A}) = H^n(\mathcal{R}; \mathfrak{A})$.

Soient $A \in C^+(E)$, $S \in E$. Définissons $A_S \in C^+(E)$ par : $A_S(T) = A(S \cap T)$ et de même : $\mathfrak{A}_S(T) = \mathfrak{A}(S \cap T)$ en supposant que E soit maintenant un treillis. Les suites

$$\ldots \to \bigoplus A_{R_{i_0 i_1 \ldots i_p}} \xrightarrow{\partial} \ldots \xrightarrow{\partial} \bigoplus A_{R_{i_0 i_1}} \xrightarrow{\partial} \bigoplus A_{R_i} \to A \to 0,$$
$$0 \to \mathfrak{A} \to \Pi\, \mathfrak{A}_{R_i} \xrightarrow{\delta} \Pi\, \mathfrak{A}_{R_{i_0 i_1}} \xrightarrow{\delta} \ldots \to \Pi\, \mathfrak{A}_{R_{i_0 i_1 \ldots i_p}} \xrightarrow{\delta} \ldots$$

(où $R_{i_0 i_1 \ldots i_p} = R_{i_0} \cap R_{i_1} \cap \ldots \cap R_{i_p}$) sont exactes sur tout élément $S \prec \mathcal{R}$, et sont des « résolutions » du type de Čech. Considérons les foncteurs :

$$f'_{\mathcal{R}} : \ C^+(E) \to C : \ A \to \mathrm{Coker}\big[\bigoplus A(R_{ij}) \xrightarrow{\partial} \bigoplus A(R_i)\big],$$
$$f'^{\mathcal{R}} : \ C^-(E) \to C : \ \mathfrak{A} \to \mathrm{Ker}\ \big[\Pi\, \mathfrak{A}(R_i) \xrightarrow{\delta} \Pi\, \mathfrak{A}(R_{ij})\big].$$

THÉORÈME. — *Les foncteurs* $f'_{\mathcal{R}}$ *et* $f'^{\mathcal{R}}$ *ont mêmes dérivés que* $f_{\mathcal{R}}$ *et* $f^{\mathcal{R}}$.

Ceci permet de comparer $H_n(\mathcal{R}; A)$ et $H^n(\mathcal{R}; \mathfrak{A})$ aux homologie et cohomologie du type de Čech correspondantes.

En même temps que le foncteur $f_{\mathcal{R}}$, considérons le foncteur $h_{\mathcal{R}} : A \to A(X)/A_{\mathcal{R}}$; entre les dérivés gauches de $f_{\mathcal{R}}$ et $h_{\mathcal{R}}$, on a naturellement $L_n h_{\mathcal{R}} = L_{n-1} f_{\mathcal{R}}$.

Si Φ est un filtre de recouvrements, le foncteur $h_\Phi = \varprojlim_\Phi h_{\mathcal{R}}$ fait correspondre à A le complété $\varprojlim_\Phi A(X)/A_{\mathcal{R}}$ de $A(X)$ par la topologie que définissent sur lui le filtre des $A_{\mathcal{R}}$, $\mathcal{R} \in \Phi$. Si $h^{\mathcal{R}} = \varinjlim_\Phi f^{\mathcal{R}}$, on peut définir : $H_n^\Phi(E;\, A) = L_{n+1} h_\Phi(A)$ et $H_\Phi^n(E;\, \mathcal{A}) = R^n h^\Phi(\mathcal{A})$.

Homologie et cohomologie d'un espace topologique X. — Soit E un recouvrement de $\mathfrak{P}(X)$ tel que $X \in E$ (par exemple $E = \mathcal{O}$, ouverts de X, ou $E = \mathcal{F}$, fermés de X). On peut appliquer à $C^+(E)$ et $C^-(E)$, catégories des préfaisceaux, resp. des antifaisceaux d'objets de C sur E, ce qui précède.

a. Si X est un espace nœthérien, on peut considérer par exemple le recouvrement $\mathcal{R}$ de $\mathcal{F}$ que forment les fermés irréductibles propres. En particulier, si X est un schéma simplicial muni de la topologie dont les fermés sont, outre X, les réunions finies de simplexes (les fermés irréductibles propres sont les simplexes) : $H_n(\mathcal{R};\, A)$ généralise l'homologie usuelle avec laquelle il coïncide lorsque A est constant, et $H^n(\mathcal{R};\, \mathcal{A})$ est la cohomologie usuelle.

b. Posons $H_n^\Phi(X_E;\, A) = L_{n+1} h_\Phi(A)$. On obtient ainsi une théorie de l'homologie à coefficients dans les antifaisceaux qui jouit des propriétés des foncteurs dérivés. Lorsque Φ est le filtre de tous les recouvrements ouverts de X compact et $E = \mathcal{O}$, A un corps, l'objet précédent coïncide avec le $n^{\text{ième}}$ groupe d'homologie de Čech. De même $H_\Phi^n(X_E;\, \mathcal{A}) = R^n h^\Phi(\mathcal{A})$.

On obtient naturellement les morphismes, les suites exactes, les suites spectrales, et la dualité entre homologie et cohomologie auxquels on peut s'attendre.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) J'ai utilisé dans [*Topologie d'une fonctionnelle* (*Ann. Math.*, 1955)] les antifaisceaux sous le nom de « faisceau inverse ». Le vocable « cofaisceau » suggérerait peut-être trop une dualité de définition avec les faisceaux, alors qu'en fait la définition est duale de celle des préfaisceaux.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Limites projectives d'ensembles convexes et éléments extrémaux.* Note (*) de M. **Gustave Choquet**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On construit, par limite projective, une vaste classe de cônes convexes. Grâce aux notions de tranche et d'élément extrémal fort on montre que sur chacun de ces cônes les points extrémaux constituent un ensemble positivement total.

Les lettres $\mathcal{V}$, $\mathcal{V}_i$ désigneront toujours des espaces vectoriels topologiques.

Définition 1. — *Soit* $X \subset \mathcal{V}$; *ou appelle* tranche *de* X *toute intersection non vide de* X *avec un demi-espace affine ouvert de* $\mathcal{V}$.

On a une définition analogue pour les cônes de sommet O; par la suite nous abrègerons de même en énonçant les propriétés, tantôt pour les cônes convexes, tantôt pour les ensembles convexes.

Définition 2. — *Soit* $X \subset \mathcal{V}$ *et soit* $x \in X$; *on dit que* x *est un élément* extrémal fort *de* X *si les tranches de* X *contenant* x *constituent une base de voisinages de* x *dans* X.

On désigne par $\mathcal{E}_f(X)$ *l'ensemble de ces points* x.

Proposition 1. — *Soit* $X \subset \mathcal{V}$; *si* X *a une base dénombrable d'ouverts, ou si la topologie de* X *est définissable par un écart,* $\mathcal{E}_f(X)$ *est un* G_δ *de* X.

Proposition 2. — *Soit* $\mathcal{V}$ *séparé et* X *convexe* $\subset \mathcal{V}$. *Si* $\mathcal{E}(X)$ *désigne l'ensemble des points extrémaux de* X, *on a*

$$\mathcal{E}_f(X) \subset \mathcal{E}(X).$$

Cette proposition justifie le terme « extrémal fort ». On peut avoir $\mathcal{E}_f(X) \neq \mathcal{E}(X)$, même si X est un convexe fermé borné de l'espace de Hilbert; par contre on a l'égalité lorsque X est compact dans $\mathcal{V}$ localement convexe séparé.

De $\mathcal{E}(X)$ on sait seulement que c'est le complémentaire d'un ensemble analytique de X pour un X métrisable séparable analytique; lorsque X est de plus un K_σ, $\mathcal{E}(X)$ est un G_δ de X.

Proposition 3. — *Soit* $\mathcal{V}$ *localement convexe séparé,* $X \subset \mathcal{V}$ *et soit* X' *l'enveloppe convexe fermée de* X. *On a*

$$\mathcal{E}_f(X) \subset \mathcal{E}_f(X').$$

Lorsque X *est fermé, ces deux ensembles sont égaux.*

Proposition 4. — *Soit* X *convexe* $\subset \mathcal{V}$, *et* $x \in X$; *considérons les trois énoncés suivants :*

P_1. $x \in \mathcal{E}_f(X)$.

P_2. ($x \in \omega$ *ouvert*) $\Rightarrow$ ($x \notin$ *enveloppe convexe fermée de* $X \cap \complement \omega$).

P_3. *Pour tout ouvert* ω *contenant* x *et pour tout* $\varepsilon > 0$, *il existe un ouvert* ω'

contenant x, tel que pour toute mesure positive μ *sur* X, *de masse totale* 1 *et de barycentre dans* ω', *on ait* $\mu(\omega) > (1 - \varepsilon)$.

On a $P_1 \Rightarrow P_2$ *et* P_3; *lorsque* $\mathcal{V}$ *est localement convexe séparé, les trois énoncés sont équivalents.*

Dans P_3 les mots « mesure » et « barycentre » peuvent être compris dans le sens faible; ils s'appliquent en particulier aux mesures μ discrètes.

DÉFINITION 3. — *Soit* $X \subset \mathcal{V}$; *on dit que* Y *est* positivement total *dans* X *si* $Y \subset X$ *et si l'enveloppe convexe fermée de* Y *contient* X.

LEMME 1. — *Soit* $A \subset \mathcal{V}$ *et soit* $X \subset A$;

(X *positivement total dans* A) $\Rightarrow$ (*toute tranche de* A *rencontre* X);

Si $\mathcal{V}$ *est localement convexe séparé, la réciproque est vraie.*

COROLLAIRE. — *Soit* $A \subset \mathcal{V}$ *avec* $\mathcal{E}_f(A)$ *positivement total dans* A. *Pour toute structure uniforme sur* A *compatible avec la topologie de* A, *et pour toute tranche t de* A, *il existe des tranches* t' *arbitrairement petites telles que* $\overline{t'} \subset t$.

Limites projectives (*rappel*). — Soit I ordonné filtrant croissant, $(\mathcal{V}_i)_{i \in I}$ des espaces vectoriels topologiques séparés, et une famille d'applications linéaires continues $(\varphi_{ij})_{i \leq j} : \mathcal{V}_j \to \mathcal{V}_i$ telles que

$$(i \leq j \leq k) \Rightarrow (\psi_{ij} \circ \varphi_{jk} = \varphi_{ik} \quad \text{et} \quad \varphi_{ii} = \text{identité}).$$

Soit $\mathcal{V}$ = ensemble des (x_i) de $\prod_i \mathcal{V}_i$ tels que $\varphi_{ij}(x_j) = x_i$ pour tous $i \leq j$; pour toute famille (X_i) (où $X_i \subset \mathcal{V}_i$) la *limite projective* des X_i est $\mathcal{V} \cap \prod_i X_i$. Soit ψ_i l'application $(x_i) \to x_i$ de $\mathcal{V}$ dans $\mathcal{V}_i$; l'espace $\mathcal{V}$ est fermé dans $\prod \mathcal{V}_i$ et les $\overset{-1}{\psi_i}(\omega_i)$ (ω_i ouvert de $\mathcal{V}_i$) constituent une base de $\mathcal{V}$. Pour tout fermé X de $\mathcal{V}$, X est à la fois limite projective des $\psi_i(X)$ et des $\overline{\psi}_i(X)$. Les tranches de $\lim(X_i)$ sont les $\overset{-1}{\psi_i}(t_i)$ où t_i est une tranche de X_i.

DÉFINITION 4. — *Nous dirons que* $X \subset \mathcal{V}$ *est* faiblement complet *si la topologie affaiblie de* $\mathcal{V}$ *est séparée et si* X *est complet pour la structure uniforme correspondante.*

Par exemple si $\mathcal{V}$ est localement convexe séparé et si X est un compact ou un cône à base compacte, X est faiblement complet.

Toute limite projective d'ensembles faiblement complets l'est aussi, et tout X faiblement complet est limite projective de parties fermées d'espaces vectoriels de dimension finie.

Notation. — $\mathfrak{T}$ désignera la classe des cônes $\mathcal{C}$ qui sont limite projective de cônes convexes à base compacte d'espaces localement convexe séparés.

PROPOSITION 5. — *Soit* $\mathcal{C}$ *un cône convexe d'un* $\mathcal{V}$ *localement convexe séparé :* ($\mathcal{C} \in \mathfrak{T}$) $\Leftrightarrow$ ($\mathcal{C}$ *est saillant, faiblement complet, et le polaire* $\mathcal{C}^0$ *de* $\mathcal{C}$ *engendre le dual* $\mathcal{V}^*$ *de* $\mathcal{V}$).

Exemple. — Tout cône convexe vaguement fermé de mesures de Radon ≥ 0 sur E localement compact.

Corollaire. — 1° $\mathfrak{T}$ *est stable par limite projective.*

2° *Tout* $\mathcal{C} \in \mathfrak{T}$ *est isomorphe à un cône vaguement fermé de mesures* $\geqq 0$ *sur un espace discret.*

On a des énoncés parallèles pour la classe $\mathcal{D}$ des limites projectives de *suites* de cônes convexes à base compacte métrisable.

Proposition 6. — *Pour tout* $\mathcal{C} \in \mathfrak{T}$ *on a :*

1° *Toute tranche t de* $\mathcal{C}$ *contient fortement des tranches t' arbitrairement petites* (« *fortement* » *signifie que* $\overline{t'} \subset t$).

2° *Soit* x, x_i, y_i, $z_i \in \mathcal{C}$ $(i \in \mathrm{I})$ *et soit* $\mathfrak{U}$ *un ultrafiltre sur* I. *Si* $x_i \to x$ *suivant* $\mathfrak{U}$, y_i et z_i *convergent aussi. En particulier* $\mathcal{C} \cap (x - \mathcal{C})$ *est compact.*

3° $\mathcal{E}_f(\mathcal{C}) = \mathcal{E}(\mathcal{C})$.

La première propriété résulte du corollaire du lemme 1; la deuxième généralise, par limite projective, une propriété des cônes à base compacte; la troisième se déduit de la deuxième.

Corollaire. — *Pour tout* $\mathcal{C} \in \mathcal{D}$, $\mathcal{C}$ *est métrisable complet et l'ensemble* $\mathcal{E}_f(\mathcal{C}) = \mathcal{E}(\mathcal{C})$ *est un* G_δ de $\mathcal{C}$, *positivement total dans* $\mathcal{C}$.

Ce corollaire s'applique en particulier aux cônes vaguement fermés de mesures $\geqq 0$ sur un espace localement compact à base dénombrable.

Remarque. — Contrairement à ce qui se passe pour les cônes à base compacte, il existe dans $\mathcal{D}$ des cônes $\mathcal{C}_1$ et $\mathcal{C}_2$ tels que :

1° Tout hyperplan d'appui de $\mathcal{C}_1$ rencontre $\mathcal{C}_1$ en O seulement.

2° Aucun hyperplan d'appui de $\mathcal{C}_2$ ne rencontre $\mathcal{C}_2$ en O seulement.

Proposition 7. — *Soit* $\mathcal{V}$ *la limite projective d'une* suite d'*espaces vectoriels topologiques* $\mathcal{V}_n$; *soit* $\mathrm{X}_n \subset \mathcal{V}_n$ *et soit* X *la limite projective des* X_n. *Chacune des propriétés suivantes des* X_n *se transmet* (*séparément*) *à* X :

1° X_n *est homéomorphe à un espace métrique complet et* $\mathcal{E}_f(\mathrm{X}_n)$ *est positivement total dans* X_n (énoncé analogue pour les cônes).

2° X_n *est un cône convexe saillant et toute suite croissante majorée* (*resp. décroissante*) *de* X_n *converge.*

(*) Séance du 28 mars 1960.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur le produit de plusieurs fonctions pseudo-aléatoires. Application à la répartition modulo* 1. Note (*) de M. **Jean-Paul Bertrandias**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

On considère K fonctions appartenant à la classe $\mathcal{C}$, c'est-à-dire de la forme $f_i(\alpha_i t + \beta_i)$ $(i = 1, 2, \ldots, K)$ où

$$f_i(x) = \exp 2i\pi[\varphi_i(\hat{x})],$$

$\varphi_i(x)$ étant un polynome en x de degré $\nu_i \geqq 2$ dont le terme de plus haut degré a un coefficient irrationnel A_i et le symbole $\hat{x}$ désignant la partie entière de x. On pose $\check{x} = x - \hat{x}$.

Je me propose dans cette Note de démontrer le théorème suivant dont j'ai donné un cas particulier dans une Note précédente ([1]).

Théorème I. — 1° *La fonction de corrélation* $\Gamma_K(h)$ *du produit* $\Pi_K(t)$ *des* K *fonctions* f_i *existe et est continue.*

2° *La fonction* $\Pi_K(t)$ *est pseudo-aléatoire, sauf peut-être lorsque les conditions suivantes sont réalisées simultanément :*

a. $\nu_1 = \nu_2 = \ldots = \nu_H = \nu > \nu_{H+1} \geqq \nu_{H+2} \ldots \geqq \nu_K$ $(H \geqq 2)$.

b. Il existe des nombres entiers p_j *et* ρ_j *tels que*

$$\begin{array}{l} A_1 p_1^\nu + A_2 p_2^\nu + \ldots + A_{j_1-1} p_{j_1-1}^\nu = \rho_1, \\ A_{j_1} p_{j_1}^\nu + \ldots\ldots\ldots + A_{j_2-1} p_{j_2-1}^\nu = \rho_2, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ A_{j_G} p_{j_G}^\nu + \ldots\ldots\ldots + A_H p_H^\nu = \rho_{G+1}. \end{array}$$

c. Les H *premiers* α_i *sont tels que*

$$\frac{\alpha_1}{p_1} = \frac{\alpha_2}{p_2} = \ldots = \frac{\alpha_{j_1-1}}{p_{j_1-1}}, \qquad \frac{\alpha_{j_1}}{p_{j_1}} = \ldots = \frac{\alpha_{j_2-1}}{p_{j_2-1}}, \qquad \ldots, \qquad \frac{\alpha_{j_G}}{p_{j_G}} = \ldots = \frac{\alpha_H}{p_H}.$$

On calcule d'abord $\Gamma_K(h)$ qu'il est facile de mettre sous la forme

$$\Gamma_K(h) = \int_0^1 \gamma(h, \xi)\, d\xi,$$

où

$$\gamma(h, \xi) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \exp 2i\pi \sum_{i=1}^{K} \left[\varphi_i\left(\widehat{\alpha_i n + \alpha_i \xi + \alpha_i h + \beta_i}\right) - \varphi_i\left(\widehat{\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i}\right)\right].$$

On pose ensuite

$$\varphi'_{\Delta_i}(n) = \sum_{i=1}^{K} \left(\widehat{\alpha_i h} + \delta_i\right) \nu_i \varphi'_i\left(\widehat{\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i}\right),$$

où $\varphi'(y) = [\varphi(x + y) - \varphi(x)]/\nu_i$ est un polynome de premier terme $A_i y^{\nu_i - 1}$ et où $\delta_i = 0$ ou $= 1$ suivant que $x_i(n) = \underbrace{\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i}$ est $<$ ou $\geqq$

à $1 - \alpha_i h$, donc suivant que le point X (n) de coordonnées $x_i(n)$ appartient à certains parallélépipèdes P_j. On a

$$\gamma(h, \xi) = \sum_{j=1}^{2^K} \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{X(n) \in P_j}^{n < N} \exp 2 i \pi \varphi'_{\Delta_j}(n) = \sum_{j=1}^{2^K} M_{P_j}.$$

On cherche alors des conditions suffisantes pour que les moyennes M_{P_j} soient nulles en utilisant le lemme suivant :

Lemme I. — *Une condition suffisante pour que les moyennes M_{P_j} soient nulles, est que les moyennes*

$$M_{L_i} = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \exp 2 i \pi \left[\varphi'_{\Delta_j}(n) + \sum_{i=1}^{K} l_i (\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i) \right]$$

soient nulles quels que soient les entiers l_i.

Pour que M_{P_j} soit nulle, il suffit donc que les fonctions en escalier $\exp 2 i \pi \left[\varphi'_{\Delta_j}(\hat{t}) + \sum_{i=1}^{K} l_i (\alpha_i \hat{t} + \alpha_i \xi + \beta_i) \right]$ aient une moyenne nulle. Pour cela il suffit [2] que leurs fonctions de corrélation $\Gamma_{K, \Delta_j}(h_1)$ existent pour tous les h_1 entiers et ou bien que leur moyenne soit nulle ou bien que $\Gamma_{K, \Delta_j}(h_1) = 0$ pour $h_1 \geq H_1 \geq 1$. Le calcul de $\Gamma_{K, \Delta_j}(h_1)$ fait intervenir des fonctions $\varphi''_{\Delta_j \Delta'_j}(n)$ obtenues à partir de $\varphi'_{\Delta_j}(n)$ comme φ'_{Δ_j} à partir de $\sum_{i=1}^{K} \varphi_i(n)$. On continue le raisonnement sur $\varphi''_{\Delta_j \Delta'_j}(n)$ jusqu'à obtenir des moyennes $\mathcal{M}_2$ ou $\mathcal{M}_1$ de polynomes ne comportant que des termes du second ou du premier degré qu'on étudie en utilisant le lemme suivant :

Lemme II. — *Une condition suffisante pour que les moyennes*

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{X(n) \in P_j}^{n < N} \exp 2 i \pi \left[\psi(n) + \sum_{i=1}^{K} \theta_i \underbrace{\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i} \right]$$

soient nulles (ou existent) est que les moyennes

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{n-1} \exp 2 i \pi \left[\psi(n) + \sum_{i=1}^{K} l_i (\alpha_i n + \alpha_i \xi + \beta_i) \right]$$

soient nulles quels que soient les entiers l_i (ou existent pour tous les l_i et soient nulles, sauf peut-être pour un nombre fini de l_i).

On suppose maintenant que le théorème I est vrai pour tous les entiers $K \leq J - 1$ et l'on va montrer qu'il est vrai pour $K = J$.

On vérifie d'abord sans peine que si $\Gamma_K(h)$ existe, elle est continue en $h = 0$, donc continue pour tout h [3].

On posera dans tous les cas $\alpha_J = 1$ et $\beta_J = 0$ et l'on montrera que, dans les cas où $\Pi_J(t)$ doit être pseudo-aléatoire, les moyennes $M_{P_j} = M^*_{P_j}$ conte-

nant effectivement un terme en φ'_J sont nulles. Comme les autres moyennes interviennent dans le calcul de $\Gamma_{J-1}(h)$, elles existent et l'on pourra conclure que $\Pi_J(t)$ est pseudo-aléatoire.

1° $\nu_J > \nu_1 \geqq \nu_2 \geqq \ldots \geqq \nu_{J-1}$: On utilise les moyennes $\mathfrak{M}_2$ et le lemme II.

2° $\nu_J = \nu_1 = \nu_2 = \ldots = \nu_{J'} > \nu_{J'+1} \geqq \ldots \geqq \nu_{J-1}$:

a. α_J n'est pas commensurable avec $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_{J'}$.

On utilise les moyennes $\mathfrak{M}_1$ et le lemme II, puis on montre que les moyennes obtenues sont nulles par une méthode analogue à celle utilisée dans ([1]).

b. α_J est commensurable avec un α_i : $\alpha_1/\alpha_J = p_1/p_J$.

On étudie directement $\Pi_J(t)$. Le changement de variable $r = t/p_J$ permet de se ramener au cas $K = J - 1$.

3° $\nu_J < \nu_1$: Si l'on cherche à utiliser les moyennes $\mathfrak{M}_1$ on obtient les mêmes conclusions que s'il n'y avait pas de termes en J.

Comme le théorème est valable pour $K = 1$ ([2]), il est donc valable pour tout K.

La méthode de démonstration du théorème I peut facilement être complétée pour démontrer le théorème suivant :

Théorème II. — *Dans les hypothèses du théorème I, la suite*

$$u_n = \varphi_1(\overline{\alpha_1 n + \beta_1}) + \varphi_2(\overline{\alpha_2 n + \beta_2}) + \ldots + \varphi_K(\overline{\alpha_K n + \beta_K})$$

est uniformément répartie modulo un, sauf peut-être si ν_i, A_i *et* α_i *vérifient simultanément les conditions a, b, c.*

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) J.-P. Bertrandias, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 263.

([2]) J. Bass, *Bull. Soc. math. Fr.*, 87, 1959, p. 1.

([3]) N. Wiener, *The Fourier Integral and certain of its applications*, New-York, Dover, 1933.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Fonctions presque périodiques, fonctions pseudo-aléatoires, moyennes de fonctions.* Note (*) de M. **Jean Bass**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

En vue d'applications à la Mécanique des fluides turbulents, M. Kampé de Fériet a posé le problème suivant : à toute fonction $f(t)$ appartenant à une certaine classe, attacher une fonction $\bar{f}(t)$ dite *moyenne* de f, qui satisfasse aux axiomes suivants :

$$(1)\qquad \begin{cases} \overline{f+g}=\bar{f}+\bar{g}, \quad \overline{af}=a\bar{f}, \quad \bar{a}=a, \quad \overline{\bar{f}g}=\bar{f}\,\bar{g} \\ \qquad (a, \text{ constante quelconque}). \end{cases}$$

La recherche de solutions de (1), autres que des constantes où l'identité $\bar{f}=f$, a fait l'objet de travaux de divers auteurs [1]. Je me propose d'indiquer ici un procédé pour construire des moyennes satisfaisant à (1), et applicables à des problèmes concrets.

Définitions et hypothèses. — Soit $\theta_k(t)$ un ensemble de fonctions complexes, bornées, définies pour $t>0$, constituant un groupe multiplicatif G, et admettant une moyenne temporelle (constante)

$$\bar{\bar{\theta}}_k=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T\theta_k(t)\,dt.$$

Soit $\mathcal{A}$ un anneau de fonctions complexes, bornées, définies pour $t>0$, contenant les constantes, et tel que G et $\mathcal{A}$ n'aient d'autre élément commun que l'unité.

Soit $\mathcal{B}$ l'anneau des fonctions de la forme

$$(2)\qquad f(t)=\sum_{k=1}^{r}c_k(t)\,\theta_k(t),\qquad c_k(t)\in\mathcal{A}.$$

Définissons la *moyenne* $\bar{f}$ de f (en général fonction de t) par

$$(3)\qquad \bar{f}(t)=\sum_k c_k(t)\,\bar{\bar{\theta}}_k.$$

Si $g(t)=\sum_k \gamma_k(t)\,\theta_k(t)$, $\gamma_k\in\mathcal{A}$, est une seconde fonction de $\mathcal{B}$, on a

$$(4)\qquad \bar{f}(t)\,g(t)=\sum\bar{\bar{\theta}}_k c_k(t)\,\gamma_l(t)\,\theta_l(t).$$

La fonction $\bar{f}g$ est du type (2) et l'on doit poser

$$(5)\qquad \overline{\bar{f}(t)\,g(t)}=\sum\bar{\bar{\theta}}_k\,\bar{\bar{\theta}}_l\,c_k(t)\,\gamma_l(t).$$

Théorème. — *Si* G *et* $\mathcal{A}$ *sont tels que la condition* $|f(t)|<\varepsilon$ *entraîne*

$|\bar{f}(t)| < \eta(\varepsilon)$, *où* $\eta(\varepsilon)$ *tend vers zéro avec* ε *(condition topologique), les moyennes* (3) *des fonctions* $f \in \mathcal{E}$ *sont bien définies et vérifient les axiomes* (1).

La condition topologique, implique que, si $f = 0$, $\bar{f} = 0$. Par suite, à une fonction $f \in \mathcal{E}$, il correspond une seule représentation (2) et une seule moyenne (3).

Exemple 1 : *Fonctions presque périodiques.* — Soit α un nombre irrationnel. j et k étant des paramètres entiers, soit $\mathcal{E}$ l'ensemble des polynomes trigonométriques à coefficients complexes de la forme

(6) $$f(t) = \sum_{jk} c_{jk} \exp 2i\pi(j + \alpha k)\, t.$$

On pose

(7) $$\bar{f}(t) = \sum_{j} c_{j_0} \exp 2i\pi jt.$$

La condition topologique résulte de la formule

$$c_{jk} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \exp 2i\pi(-j - \alpha k)\, t\, dt.$$

Enfin $f(t)$ est dérivable, et $\overline{df/dt} = (d/dt)\bar{f}$.

Exemple 2 : *Fonctions pseudo-aléatoires* ([2]). — Soit α un nombre irrationnel. Soit $\varphi(t) = At^{\nu} + \ldots$ un polynome de degré $\nu \geq 2$, A irrationnel. Soit $\mathcal{E}$ l'ensemble des fonctions

(8) $$f(t) = \sum_{jk} c_{jk} \exp 2i\pi\left[\varphi(\widehat{jt}) + \varphi(\widehat{\alpha kt})\right] \qquad (j, k \leq r),$$

où les c_{kl} sont des constantes complexes, et où la notation $\hat{z}$ désigne la partie entière de z. Posons

(9) $$\overline{f(t)} = \sum_{j} c_{j_0} \exp 2i\pi\varphi(\widehat{jt}).$$

Il résulte d'un théorème de M. Bertrandias ([3]) que f est pseudo-aléatoire. En introduisant une seconde fonction $g(t)$ définie par les coefficients γ_{jk}, on satisfait aux axiomes (1) en posant

(10) $$\overline{f(t)g(t)} = \sum c_{k_0}\gamma_{j_0} \exp 2i\pi\left[\varphi(\widehat{kt}) + \varphi(\widehat{jt})\right].$$

Enfin la condition topologique se ramène au théorème suivant :

Théorème. — *Soit*

(11) $$h(t) = \sum_{jk} c_{jk} \exp 2i\pi\left[\varphi(\widehat{jt}) + \varphi(\widehat{kt})\right] \qquad (j, k \leq r).$$

Si $|h(t)| < \varepsilon$, *alors* $|c_{kr}| < \sqrt{8r\varepsilon}$, *et* c_{jk} *tend vers zéro avec* ε.

Démonstration. — On choisit successivement $t = n$ et $t = n + (1/r)$,

n entier. On voit que

$$(12) \qquad h\left(n+\frac{1}{r}\right)-h(n)=A_n\left\{\sum_{k=1}^{r-1}(c_{kr}+c_{rk})\exp 2i\pi\varphi(kn) + c_{rr}[\exp 2i\pi\varphi(rn)+\exp 2i\pi\varphi(rn+1)]\right\},$$

où

$$A_n=\exp 2i\pi\varphi(rn)\{\exp 2i\pi[\varphi(rn+1)-\varphi(rn)]-1\}.$$

La suite $u_n=\varphi(rn+1)-\varphi(rn)$ est équirépartie mod 1. Soit C_η l'ensemble des $n \leqq N$ tels que $0<\eta<u_n<1-\eta<1$, mod 1. Soit C'_η l'ensemble complémentaire. On a, pour $n\in C_\eta$,

$$|A_n| \geqq |\exp 2i\pi\eta - 1| = 2\sin\pi\eta \geqq 4\eta.$$

k étant fixé $<r$, on prend les moyennes des deux membres de (12), pour $n\in C_\eta$, après division par A_n. Au premier membre, on trouve

$$(13) \qquad \frac{1}{N}\sum_{n\in C_\eta}\frac{1}{A_n}\left[h\left(n+\frac{1}{r}\right)-h(n)\right]\exp[-2i\pi\varphi(kn)],$$

quantité dont le module est $<2\varepsilon/4\eta$. Au second membre apparaissent $2r$ sommes trigonométriques de la forme

$$\frac{1}{N}\sum_{n\in C_\eta}=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}-\frac{1}{N}\sum_{n\in C'_\eta}.$$

Le second terme est majoré par $4r\eta$. Quand $N\to\infty$, le premier tend vers c_{kr}. Finalement,

$$(14) \qquad |c_{kr}|<4r\eta+\frac{\varepsilon}{2\eta}.$$

Si l'on choisit $\eta=\sqrt{\varepsilon/8r}$, on a $|c_{kr}|<\sqrt{8r\varepsilon}$.

En retranchant de $h(t)$ les termes déjà majorés correspondant à l'indice r, on montre de même que les coefficients $c_{k,r-1}$ sont petits avec ε, et ainsi de suite pour tous les coefficients.

Remarque. — Le calcul des coefficients d'un polynome pseudo-aléatoire tel que (11) à deux indices ne peut pas se faire à partir de conditions d'orthogonalité, comme dans le cas d'un seul indice. Si par exemple $\varphi(t)=At^\nu$, la contribution à la moyenne

$$\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T h(t)\exp 2i\pi\left[-\varphi(\hat{jt})-\varphi(\hat{kt})\right]dt$$

peut provenir de plusieurs coefficients $c_{j'k'}$, ceux pour lesquels $j'^\nu+k'^\nu=j^\nu+k^\nu$. On connaît des cas où cette équation a d'autres solutions que $j'=j$, $k'=k$.

(1) J. Kampé de Fériet, *Rendiconti del Seminaro Matematico et Fisico di Milano*, 27, 1955-1956, p. 1; G. Birkhoff, *Colloque d'algèbre et de théorie des nombres*, Paris, 1949, p. 149; Mme Dubreil-Jacotin, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1136.

(2) J. Bass, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 87, 1959, p. 1.

(3) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2498.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Les moyennes invariantes des solutions de quelques équations aux dérivées partielles.* Note (*) de M. **Matthias Matschinski**, présentée par M. Henri Villat.

1° Soit φ_m, une fonction de m variables y_k ($1 \leq k \leq m$). Pour construire une moyenne de φ_m on remplace comme toujours les y_k par $y_k + x_k$ et on accomplit l'intégration dans un domaine donné (*voir* plus bas) de x_k. Si l'on considère ces m variables comme les coordonnées cartésiennes rectangulaires d'un espace m-dimensionnel, on se persuade facilement qu'il n'y a que deux moyennes *invariantes* de cette fonction φ_m, à savoir : $\bar{\varphi}_m$, moyenne étendue sur le domaine $\overline{\mathcal{D}}$ des x_k tels que $\sum_{k=1}^{m} x_k^2 = R^2$ et $\bar{\bar{\varphi}}_m$, moyenne étendue sur $\bar{\bar{\mathcal{D}}}$, domaine correspondant à la condition $\sum_{k=1}^{m} x_k^2 \leq R^2$, R étant un paramètre de valeur fixe. Ainsi

$$(1) \quad \bar{\varphi}_m = \frac{1}{S} \underbrace{\int \cdots\cdots \int}_{\text{dans } \overline{\mathcal{D}}}^{m-1 \text{ fois}} \varphi_m \, ds, \qquad \bar{\bar{\varphi}}_m = \frac{1}{V} \underbrace{\int \cdots\cdots \int}_{\text{dans } \bar{\bar{\mathcal{D}}}}^{m \text{ fois}} \varphi_m \, dv = \frac{m}{R^m} \int_0^R \bar{\varphi} \, r^{m-1} \, dr,$$

où S est l'hypersurface correspondant à $\overline{D}$; V est l'hypervolume de $\bar{\bar{D}}$ et ds et dv, les éléments différentiels correspondants. Ces deux moyennes ne sont pas indépendantes ; la moyenne $\bar{\bar{\varphi}}_m$, correspondant à l'hypersphère $\bar{\bar{D}}$, s'obtient par addition des moyennes $\bar{\varphi}_m$ correspondant aux couches sphériques des épaisseurs dr infiniment minces $\left(\text{dont les volumes sont } r\,dr = \sqrt{\sum_{k=1}^{m} x_k^2}\, dr \text{ pour } 0 \leq r \leq R \right)$. Dans le domaine des solutions de l'équation potentielle $\Delta\varphi_m = 0$, la propriété très importante, que ces moyennes ($\bar{\varphi}_m$ et $\bar{\bar{\varphi}}_m$) sont égales à la valeur de la fonction même ($\bar{\varphi}_m$) dans le centre de la sphère (ou respectivement de l'hypersphère), est bien connue : $\bar{\varphi}_m = \varphi_m$ et $\bar{\bar{\varphi}} = \varphi_m$. Il existe de très différentes et de très nombreuses généralisations de cette propriété pour les solutions d'équations autres que celle de Laplace : elles constituent le thème de cette Note. Toutes les moyennes considérées ici sont des moyennes « *mobiles* »; elles dépendent de R et des coordonnées y_k du centre de l'hypersphère mentionnée.

2. Supposons que dans l'intérieur et sur la surface de l'hypersphère de rayon R la fonction considérée φ_m soit développable en série de Maclaurin suivant les puissances des x_k. Introduisons autour du centre de l'hypersphère les coordonnées « hypersphériques » : $r = \sqrt{\sum_{k=1}^{m} x_k^2}$ et les angles θ_1, θ_2, …, θ_{m-1} et remplaçons les x_k dans la série de Maclaurin par leurs

expressions en $r, \theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_{m-1}$. Les moyennes $\bar{\varphi}_m$ et $\bar{\bar{\varphi}}_m$ étant invariantes sont exprimées par le laplacien Δ et ses itérations, seules invariantes linéaires composées des dérivées

$$(2) \quad \bar{\varphi}_m = \sum_{n=1}^{\infty} C_{m,2n} R^{2n} \Delta^n \varphi_m \qquad \text{et} \qquad \bar{\bar{\varphi}}_m = \sum_{1=n}^{\infty} \frac{m}{2n+m} C_{m,2n} R^{2n} \Delta^n \varphi_m, \qquad \Delta\varphi = \sum_{k=1} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_k^2}.$$

En effectuant l'intégration pour toutes les valeurs correspondant aux domaines indiqués dans 1, on trouve $C_{m,0} = 1$,

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} C_{m,2n} &= \frac{\left\{ \overbrace{\int \cdots\cdots\cdots \int}^{m-1 \text{ fois}} \sin^{2n}\theta_1 \cos^{m-2}\theta_1 \cos^{m-3}\theta_2 \ldots \times \cos^2\theta_{m-3} \cos\theta_{m-2}\, d\theta_1\, d\theta_2 \ldots d\theta_{m-2}\, d\theta_{m-1} \right\}}{\left\{ (2n)! \overbrace{\int \cdots\cdots\cdots \int}^{m-1 \text{ fois}} \cos^{m-2}\theta_1 \cos^{m-3}\theta_2 \ldots \times \cos^2\theta_{m-3} \cos\theta_{m-2}\, d\theta_1\, d\theta_2 \ldots d\theta_{m-2}\, d\theta_{m-1} \right\}} \\ &= \frac{1}{2.4.6\ldots(2n).m(m+2)(m+4)\ldots(m+2n-2}. \end{aligned} \right.$$

On a $m C_{m,2n} = (2n+m) C_{m+2,2n}$ et par conséquent d'après (3) : $\bar{\bar{\varphi}}_m = \bar{\varphi}_{m+2}$. Les séries qui déterminent les moyennes $\bar{\varphi}_m$ et $\bar{\bar{\varphi}}_m$, données ici explicitement [(2), (3)] peuvent être exprimées par des opérations symboliques [1], par exemple par la fonction de Bessel : $\mathcal{J}_{\frac{n}{2}-1}$ et d'argument imaginaire

$$(4) \qquad \bar{\varphi} = \left(\frac{R^2\Delta}{4}\right)^{\frac{2-m}{4}} \left(\frac{m}{2} - 1\right)! \, \mathcal{J}_{\frac{m}{2}-1}(iR\sqrt{\Delta})\, \varphi_m, \qquad \ldots.$$

3. Récrivons les résultats acquis sous la forme explicite pour les valeurs numériques de $m = 2, 3, 4, 5$, correspondant aux espaces qu'on rencontre le plus souvent dans les Applications

$m = 2$ (cas bidimensionnel)

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{\varphi}_2 &= \mathcal{J}_0(iR\sqrt{\Delta})\,\varphi_2 = \varphi_2 + \frac{R^2}{2^2}\Delta\varphi_2 + \frac{R^4}{2^2.4^2}\Delta\Delta\varphi_2 + \frac{R^6}{2^2.4^2.6^2}\Delta\Delta\Delta\varphi_2 + \ldots, \\ \bar{\bar{\varphi}}_2 &= \frac{2}{R\sqrt{\Delta}}\mathcal{J}_1(iR\sqrt{\Delta})\,\varphi_2 = \varphi_2 + \frac{R^2}{2.4}\Delta\varphi_2 + \frac{R^4}{2.4.4.6}\Delta\Delta\varphi_2 + \frac{R^6}{2.4.6.4.6.8}\Delta\Delta\Delta\varphi_2 + \ldots; \end{aligned} \right.$$

$m = 3$ (cas tridimensionnel)

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{\varphi}_3 &= \frac{\operatorname{sh} R\sqrt{\Delta}}{R\sqrt{\Delta}}\varphi_3 = \varphi_3 + \frac{R^2}{3!}\Delta\varphi_2 + \frac{R^4}{5!}\Delta\Delta\varphi_3 + \frac{R^6}{7!}\Delta\Delta\Delta\varphi_3 + \ldots, \\ \bar{\bar{\varphi}}_3 &= \frac{3}{(R\sqrt{\Delta})^3}(R\sqrt{\Delta}\operatorname{ch} R\sqrt{\Delta} - \operatorname{sh} R\sqrt{\Delta})\,\varphi_3 = \varphi_3 + \frac{3.4.R^2}{5!}\Delta\varphi_3 + \frac{3.6.R^4}{7!}\Delta\Delta\varphi_3 + \frac{3.8.R^6}{9!}\Delta\Delta\Delta\varphi_3 + \ldots; \end{aligned} \right.$$

$m = 4$

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{\varphi}_4 &= \frac{2}{R\sqrt{\Delta}}\mathcal{J}_1(iR\sqrt{\Delta})\,\varphi_4 = (\textit{voir } \bar{\bar{\varphi}}_2), \\ \bar{\bar{\varphi}}_4 &= \frac{8}{R^2\Delta}\mathcal{J}_2(iR\sqrt{\Delta})\,\varphi_4 = \varphi_4 + \frac{R^2}{2.6}\Delta\varphi_4 + \frac{R^4}{2.4.6.8}\Delta\Delta\varphi_4 + \frac{R^6}{2.4.6.6.8.10}\Delta\Delta\Delta\varphi_4 + \ldots; \end{aligned} \right.$$

$m = 5$

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{\varphi}_5 &= \frac{3}{(R\sqrt{\Delta})^3}(R\sqrt{\Delta}\operatorname{ch} R\sqrt{\Delta} - \operatorname{sh} R\sqrt{\Delta})\,\varphi_5 = (\textit{voir } \bar{\bar{\varphi}}_3), \\ \bar{\bar{\varphi}}_5 &= \varphi_5 + \frac{R^2}{2.7}\Delta\varphi_5 + \frac{R^4}{2.4.7.9}\Delta\Delta\varphi_5 + \frac{R^6}{2.4.6.7.9.11}\Delta\Delta\Delta\varphi_5 + \ldots. \end{aligned} \right.$$

Enfin, revenant aux m très grandes, on voit que $\overline{\overline{\varphi}}_m|_{m\to\infty} \to \overline{\varphi}|_{m\to\infty}$. C'est l'analogie du phénomène bien connu de « concentration » de E. Borel [2]

4. Considérons $\psi_{m,p}$, les fonctions p-harmoniques, c'est-à-dire satisfaisant aux équations $\Delta^p\psi_{m,p} = 0$. Ici les séries infinies (2), (3), (4) dégénèrent en des polynomes (des séries finies) ne contenant que p termes. En effet

$$(5)\quad \overline{\psi}_{m,p} = \psi_{m,p} + \frac{R^2}{2m}\Delta\psi_{m,p} + \frac{R^4}{8m(m+2)}\Delta\Delta\psi_{m,p} + \ldots + R^{2p-2}C_{m,2p-2}\Delta^{p-1}\psi_{m,p},$$

étant donné que tous les $\Delta^n\psi_{m,p}$ sont nulles à partir de $n \geq p$. Pour les fonctions biharmoniques ($p = 2$, $\Delta\Delta\psi_{m,2} = 0$) on trouve $\overline{\psi}_{m,2} = \psi_{m,2} + (R^2/2m)\Delta\psi_{m,2}$ et $\overline{\overline{\psi}}_{m,2} = \psi_{m,2} + [R^2/2(m+2)]\Delta\psi_{m,2}$. Inversement $\psi_{m,2} =$ (la valeur dans le centre) $= \overline{\psi}_{m,2} - (R^2/2m)\Delta\overline{\psi}_{m,2}$, etc. *En général on arrive aussi à prouver que l'anomalie* $(\psi_{m,p} - \overline{\overline{\psi}}_{m,p})$ *d'une fonction p-harmonique est une fonction* $(p-1)$ *harmonique* [1], [3]. A partir de la formule (5) l'auteur a donné la preuve du principe de Saint-Venant [1], [3], resté presque un siècle sans démonstration mathématique.

5. Soit $z = b_{m,1}, b_{m,2}, \ldots$, les racines des équations $\mathcal{J}_{\frac{m}{2}-1}(z) = 0$; q, étant les numéros des racines : $b_{m,q} < b_{m,q+1}$. Par exemple $b_{1,q} = \pi/2 + \pi q$, $b_{3,q} = \pi q$, ... Considérons les fonctions satisfaisant aux équations

$$(6)\qquad \Delta Q_m^+ + a^2 Q_m^+ = 0 \quad \text{et} \quad \Delta Q_m^- - a^2 Q_m^- = 0.$$

Il est évident que $\Delta^n Q_m^+ = (-1)^n a^{2n} Q_m^+$ et que $\Delta Q_m^- = + a^{2n} Q_m^-$; d'ici on trouve :

$$(7)\quad \begin{cases} \overline{Q}_m^+ = \dfrac{1}{S}\displaystyle\int\cdots\int Q_m^+\, ds = Q_m^+\left(\frac{Ra}{2}\right)^{1-\frac{m}{2}}\left(\frac{m}{2}-1\right)!\, \mathcal{J}_{\frac{m}{2}-1}(Ra), \\ \overline{Q}_m^- = \dfrac{1}{S}\displaystyle\int\cdots\int Q_m^-\, ds = Q_m^-\left(\frac{iRa}{2}\right)^{1-\frac{m}{2}}\left(\frac{m}{2}-1\right)!\, \mathcal{J}_{\frac{m}{2}-1}(iRa). \end{cases}$$

Ainsi les moyennes de Q_m^- ne sont jamais nulles; tandis que les moyennes de Q_m^+ sont nulles pour les valeurs de $R = b_{m,q}/a$:

$$(8)\quad \begin{cases} \dfrac{1}{V}\displaystyle\int\underset{\overline{\overline{\varpi}}}{\cdots}\int Q_m^+\, dv = \int_0^{\frac{b_{m,q}}{a}} dr \int\underset{\overline{\varpi}}{\cdots}\int Q_m^+\, d\theta_1\, d\theta_2 \ldots d\theta_{m-1} = 0 \\ \text{et}\quad \dfrac{1}{S}\displaystyle\int\underset{\overline{\varpi}}{\cdots}\int Q_m^+\, d\theta_1\, d\theta_2 \ldots d\theta_{m-1}\Big|_{R=\frac{b_{m,q}}{a}} = 0. \end{cases}$$

Le fait que (8) peuvent être nulles, pour les solutions de (6) dans les coordonnées supersphériques est encore assez évident, mais le plus étonnant est le fait que (8) soit valable pour les solutions de (6) dans n'importe quelles coordonnées.

(*) Séance du 28 mars 1960.

[1] *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1273.

[2] *Pubblicazione del Seminario matematico e fisico del Politecnico*, Milano, 1959.

[3] *Z. angew. Math. Mech.*, Bd. 39, Heft 9-11, 1959, p. 418.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les conditions de compatibilité des données marginales relatives aux lois de probabilité.* Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Jacques Hadamard.

L'auteur se propose d'attirer l'attention sur le fait qu'une formule de Poincaré résout le problème dans le cas de n variables aléatoires n'ayant chacune que deux valeurs possibles, lorsque toutes les lois marginales sont données. Il indique ensuite le principe d'une méthode permettant de ramener à ce cas le cas le plus général. Mais les calculs sont vite impraticables.

1. Rappelons d'abord une formule relative au cas où $n = 3$. Considérons à cet effet trois événements A, B, C et leurs contraires A′, B′, C′, et supposons connues les probabilités a, b, c, α, β, γ de A, B, C, BC, CA, AB (BC signifiant $B \cap C$). Posons $x = \Pr(ABC)$. On a

$$\Pr(A'BC) = \alpha - x, \qquad \Pr(AB'C) = \beta - x, \qquad \Pr(ABC') = \gamma - x,$$
$$\Pr(AB'C') = a - \beta - \gamma + x, \quad \Pr(A'BC') = b - \gamma - \alpha + x, \quad \Pr(AB'C') = c - \alpha - \beta + x$$
$$\Pr(A'B'C') = 1 - (a + b + c) + (\alpha + \beta + \gamma) - x.$$

Ces huit probabilités (en comptant x) doivent être $\geqq 0$, c'est-à-dire qu'en posant

$$m = \mathrm{Max}(0,\ \beta + \gamma - a,\ \gamma + \alpha - b,\ \alpha + \beta - c),$$
$$M = \mathrm{Min}(\alpha,\ \beta,\ \gamma,\ 1 - a - b - c + \alpha + \beta + \gamma),$$

on doit avoir $m \leqq x \leqq M$. La condition de compatibilité des données est donc $m \leqq M$, et, si $m < M$, la probabilité de chacun des huit cas possibles est indéterminée dans un intervalle de longueur $M - m$.

2. Soient maintenant n événements A_p $(p = 1, 2, \ldots, n)$ et leurs contraires A'_p. Supposons connues les probabilités

$$\Pr(A_{p_1} A_{p_2} \ldots A_{p_h}) = \alpha_{p_1, p_2, \ldots, p_h},$$

pour tout $h < n$ et pour toutes les combinaisons des indices $1, 2, \ldots, n$ groupés h à h. La formule qui donne les probabilités des 2^n possibilités pour l'ensemble des n événements considérés en fonction de la seule variable

$$x = \Pr(A_1 A_2 \ldots A_n)$$

résulte, par des permutations des indices, de la formule

$$\Pr(A'_1 \ldots A'_p A_{p+1} \ldots A_n) = \alpha_{p+1, \ldots, n} + \sum_{1}^{p-1} (-1)^h \Sigma'_h \alpha_{i_1, \ldots, i_h, p+1, \ldots, n} + (-1)^p x,$$

où $i_1, \ldots, i_h$ désigne une combinaison des nombres $1, \ldots, p$ groupés h à h, et Σ'_h une sommation étendue aux C_p^h combinaisons possibles. Cette formule est une transposition d'une formule de Poincaré. En faisant varier p de 0 à n, on a en tout 2^n probabilités, qui doivent être $\geqq 0$, et par

suite 2^{n-1} bornes inférieures et 2^{n-1} bornes supérieures pour x. Désignant par m la plus grande des bornes inférieures et par M la plus petite des bornes supérieures, on obtient encore la condition $m \leqq x \leqq M$, qui est nécessaire et suffisante pour qu'une valeur x soit acceptable, et la condition de compatibilité des données est $m \leqq M$. Si $m < M$, chacune des probabilités considérées varie dans un intervalle de longueur $M - m$.

3. Supposons maintenant que le choix entre A_1 et A'_1 soit remplacé par un choix entre trois éventualités incompatibles A_1, A_1^1, A_1^2. On peut appliquer les résultats précédents au choix entre A et $A'_1 = A_1^1 \cup A_1^2$. On se placera ensuite dans l'hypothèse A'_1; on connaît sa probabilité et celles de tous les produits du type $A'_1 \ldots A'_p A_{p+1} \ldots A_n$. On peut donc, dans cette hypothèse, calculer les probabilités conditionnelles de tous les produits dont on avait d'abord les probabilités inconditionnelles. Comme il ne s'agit plus, en ce qui concerne la première expérience, que de choisir entre A_1^1 et A_1^2, on peut appliquer à nouveau les résultats du n° 2.

On est ainsi en possession d'une méthode de récurrence qui permet de traiter le cas où chacune des n expériences considérées conduit à distinguer un nombre fini de cas possibles. Les calculs sont vite impraticables, dès que n et les nombres de cas à distinguer à chaque expérience dépassent 3 ou 4. Mais il se pose un problème qu'on peut espérer résoudre.

Pour le définir, supposons qu'on ait d'abord résolu le problème de la compatibilité des données quand chacune des n expériences consiste à choisir entre au plus $h + 1$ cas possibles. Si ensuite on considère des nombres de cas plus élevés, il est évidemment nécessaire que les conditions obtenues soient vérifiées quand on groupe les cas possibles en $h + 1$ groupements disjoints, et cela quelle que soit la manière dont on réalise ces groupements. Nous appellerons cette condition *condition nécessaire d'ordre h.*

Les conditions nécessaires d'ordre 1, 2, ..., sont à première vue de plus en plus restrictives. Il serait intéressant de prouver par des exemples simples que, pour des données déterminées, on peut ainsi trouver un nombre arbitrairement grand de conditions de plus en plus restrictives.

4. Soient maintenant n variables aléatoires $X_1, X_2, \ldots, X_n$. Les résultats du n° 2 s'appliquent en prenant pour A_p l'événement $X_p < x_p$. Si donc toutes les lois de probabilité marginales sont connues, on obtient pour la fonction de répartition $F(x)$ de $X_1, \ldots, X_n$ (x désignant le point $x_1, \ldots, x_n$) une borne inférieure $H^0(x)$ est une borne supérieure $H^1(x)$ analogues à celles considérées par M. Fréchet pour $n = 2$. Mais la condition $H^0(x) \leqq H^1(x)$, toujours vérifiée pour $n = 2$, devient pour $n > 2$ une condition imposée aux données (*condition nécessaire d'ordre* 1). Si alors il existe une fonction de répartition $F(x)$ à la fois $\geqq F_0(x)$ et $\leqq F_1(x)$, c'est une solution acceptable du problème.

Mais la condition $H^0(x) \leqq H^1(x)$ ne suffit pas pour qu'on soit assuré de l'existence d'une telle fonction. On obtient des conditions nécessaires

d'ordre h en divisant chacun des axes des x_p en $h + 1$ intervalles partiels par des points $x_p^1, x_p^2, \ldots, x_p^h$, et en calculant les probabilités relatives à ces différents intervalles. Si le calcul est possible quels que soient les x_p^ν, nous dirons que la condition nécessaire *faible* d'ordre h est vérifiée (la condition *stricte* d'ordre h s'obtiendrait en divisant chaque axe en $h + 1$ ensembles mesurables qui peuvent n'être pas des intervalles). Ici encore, les conditions d'ordre 1, 2, ..., semblent de plus en plus restrictives.

5. Un autre problème se pose lorsqu'on se donne seulement les lois jointes des variables $X_1, \ldots, X_n$ groupées p à p $(p < n - 1)$. Ici encore on a une méthode de récurrence toute naturelle, qui consiste à étudier successivement les groupements de $p + 1$ variables, puis ceux de $p + 2$ variables, et ainsi de suite. Pour chaque étape, on est ramené à appliquer à chacun des groupements considérés la méthode relative au cas où $n = p + 1$. Mais chaque fois on introduit de nouveaux paramètres, qui interviennent dans les conditions de possibilité relatives aux étapes suivantes, et qu'il faut éliminer pour obtenir les conditions de possibilité des données. L'élimination est théoriquement simple, puisque toutes les formules sont linéaires, mais est vite pratiquement compliquée.

Ce problème comprend d'ailleurs comme cas particulier celui considéré au n° 3 puisque chaque variable X_p peut être considérée comme le résultat d'une suite finie ou infinie d'expériences ne comportant chacune que deux cas possibles, et que, pour ce problème, la condition nécessaire d'ordre infini n'est que la réunion de toutes les conditions d'ordre fini. Mais c'est un cas particulier qu'il peut y avoir intérêt à traiter directement.

PROGRAMMES LINÉAIRES. — *Une méthode pour la résolution des programmes linéaires.* Note de M. **Khaled Maghout**, transmise par M. Maurice Fréchet.

L'introduction de certaines variables booléennes permet une résolution et une étude générale des programmes linéaires d'une façon simple et automatisable ayant des applications intéressantes dans le cas des programmes linéaires paramétriques.

Résoudre un programme linéaire de n inconnues et m relations de contraintes se réduit à trouver les $2n+2m$ inconnues non négatifs qui satisfont les $m+n$ équations

$$(1)\qquad \begin{cases} \displaystyle\sum_{j=1}^{n} a_{ij}x_j + t_i = a_{i0} & (i=1, \ldots, m), \\ \displaystyle -t'_j + \sum_{i=1}^{m} a_{ij}u_i = a_{0j} & (j=1, \ldots, n), \end{cases}$$

avec la condition

$$(2)\qquad \sum_{j=1}^{n} a_{0j}x_j = \sum_{i=1}^{m} a_{i0}u_i.$$

Nous avons $u_i t_i = x_j t'_j = 0$ quels que soient i, j. Nous pouvons donc mettre

$$x_j = \alpha_j X_j, \qquad t'_j = \overline{\alpha}_j X_j,$$
$$u_i = \overline{\beta}_i U_i, \qquad t_i = \beta_i U_i,$$

où α_j et β_i sont des variables booléennes, $\overline{\alpha}_j$, $\overline{\beta}_i$ leurs négations. Le système d'équations (1) devient

$$(1')\qquad \begin{cases} \displaystyle\sum_{j=1}^{n} a_{ij}\alpha_j X_j + \beta_i U_i = a_{i0} & (i=1, \ldots, m), \\ \displaystyle -\overline{\alpha}_j X_j + \sum_{i=1}^{m} a_{ij}\overline{\beta}_i U_i = a_{0j} & (j=1, \ldots, n). \end{cases}$$

C'est un système de $m+n$ équations avec $m+n$ inconnues algébriques qu'on peut résoudre facilement par rapport aux $m+n$ variables booléennes dont les valeurs seront déterminées par la condition $X_j \geqq 0$, $U_i \geqq 0$. Une solution non négative du système (1′) est une solution du programme linéaire car (1′) implique la condition (2).

Nous appellerons « solution booléenne » l'une des 2^{m+n} formes canoniques des variables booléennes qui, égalant 1, donne une solution algébrique non négative. La solution booléenne nous informe sur le « choix » qu'il faut

faire pour avoir une solution optimale sans tenir compte des valeurs numériques, ce qui est intéressant pour étudier la stabilité d'une solution. Nous noterons la forme booléenne canonique

$$\alpha_{j_1}\ldots\alpha_{j_r}\bar{\alpha}_{j_{r+1}}\ldots\bar{\alpha}_{j_n}\beta_{i_1}\ldots\beta_{i_s}\bar{\beta}_{i_{s+1}}\ldots\bar{\beta}_{i_m}$$

par les deux sous-ensembles des indices (J, I) où

$$J=\{j_1,\ \ldots,\ j_r\},\qquad I=\{i_1,\ \ldots,\ i_s\},$$

en notant par $\bar{I}$, $\bar{J}$ leurs sous-ensembles complémentaires respectifs. Nous appellerons « projection » sur (I, J), le coefficient numérique de cette forme dans un développement.

On remarque que les projections du déterminant principal A de (1′) sont identiquement nulles sur les formes pour lesquelles $|I|+|J|\geqq m+1$ ou $|I|+|J|\leqq m-1$. Nous devons donc éliminer ces formes qui ne peuvent pas donner une solution, et il reste les $(m+n)!/m!\,n!$ formes canoniques pour lesquelles $|J|+|I|=m$.

On arrive donc par cette façon simple à démontrer le fait que : *Dans un programme linéaire de n inconnues et m relations de contraintes, on a au plus m inconnues non nulles.*

Le développement du déterminant principal donne

$$A=\varepsilon\sum_{(J,I)}\begin{vmatrix}a_{i_1j_1} & \ldots & a_{i_1j_s}\\ \cdot & & \cdot\\ \cdot & & \cdot\\ \cdot & & \cdot\\ a_{i_sj_1} & \ldots & a_{i_sj_s}\end{vmatrix}^2(J,I)=\varepsilon\sum_{(J,I)}|a_{\bar{I}J}|^2(J,I),\qquad \text{avec}\quad \varepsilon=(-1)^{n(m+1)};$$

$$J=\{j_1,\ \ldots,\ j_s\},\qquad \bar{J}=\{j_{s+1},\ \ldots,\ j_n\},$$
$$I=\{i_{s+1},\ \ldots,\ i_m\},\qquad \bar{I}=\{i_1,\ \ldots,\ i_s\}.$$

Remarquons que pour la forme exceptionnelle $J_0=\emptyset$, $I_0=M$ $(\bar{J}_0=N,\ \bar{I}_0=\emptyset)$ nous avons $|a_{\bar{I}_0J_0}|=1$.

Résoudre le problème qui se réduit à trouver la solution booléenne consiste à développer AX_j et AU_i sur les formes (I, J) avec $|I|+|J|=m$ et à en éliminer celles qui donnent à l'une de ces quantités le signe $-\varepsilon$ car A a toujours le signe $+\varepsilon$. L'élimination se fait au cours du développement.

Nous avons notamment :

$$AX_j=\ \varepsilon\sum_{(J,I);j\in J}|a_{\bar{I}J}|\cdot|a_{\bar{I}J}-A_{\bar{I}j}+A_{\bar{I}0}|\cdot(J,I)$$
$$-\varepsilon\sum_{(J,I);j\notin J}|a_{\bar{I}J}|\cdot\begin{vmatrix}a_{0j} & a_{0J}\\ A_{\bar{I}J} & A_{\bar{I}J}\end{vmatrix}\cdot(J,I),$$
$$AU_i=\ \varepsilon\sum_{(J,I);i\in I}|a_{\bar{I}J}|\cdot\begin{vmatrix}a_{i0} & A_{iJ}\\ A_{\bar{I}0} & a_{\bar{I}J}\end{vmatrix}\cdot(J,I)$$
$$+\varepsilon\sum_{(J,I);i\notin I}|a_{\bar{I}J}|\cdot|a_{\bar{I}J}-A_{iJ}+A_{0J}|\cdot(J,I),$$

où

$a_{\bar{I}J}$ est le déterminant $|a_{ij}|$; $i \in \bar{I}$, $j \in J$;
$A_{\bar{I}J}$ est un vecteur colonne $|a_{ij}|$; $i \in \bar{I}$, $j = j$;
A_{iJ} est un vecteur rang $|a_{ij}|$; $i = i$, $j \in J$.

Dans le cas général, la solution est unique. Car si $S_1 = (J_1, I_1)$, $S_2 = (J_2, I_2)$ sont deux solutions, on peut prouver d'après le système (1′) que

$$\sum_{i \in (\bar{I}_1 \cap I_2) \cup (I_1 \cap \bar{I}_2)} U_i^1 U_i^2 + \sum_{j \in (\bar{J}_1 \cap J_2) \cup (J_1 \cap \bar{J}_2)} X_j^1 X_j^2 = 0,$$

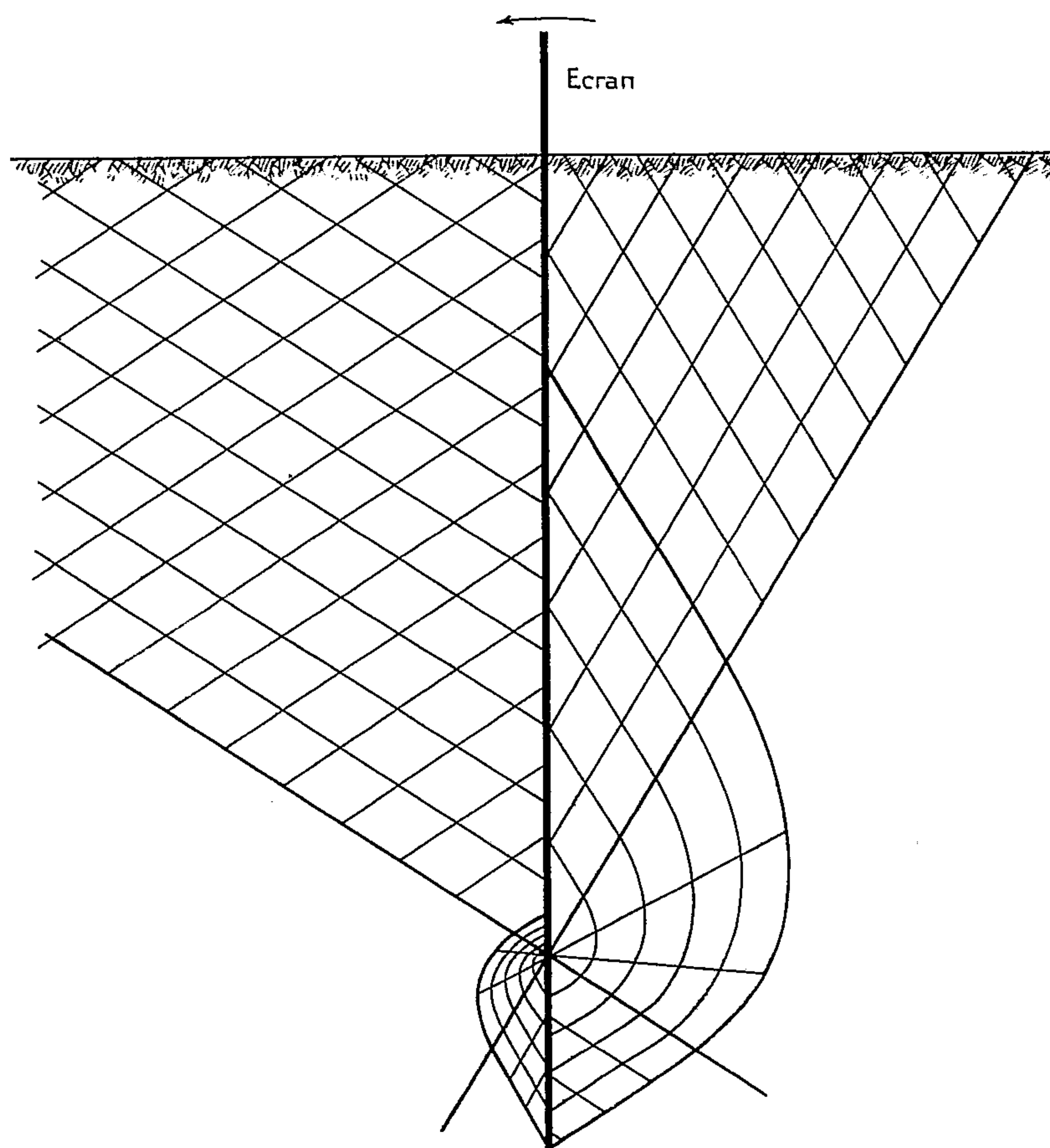
où X_j^α est la valeur de X_j dans la solution S_α. Donc S_1 et S_2 ne peuvent pas être deux solutions, sauf dans le cas particulier où

$$|\bar{I}_1 \cap I_2| + |I_1 \cap \bar{I}_2| + |\bar{J}_1 \cap J_2| + |J_1 \cap \bar{J}^2| = 2m - 2|I_1 \cap I_2| - 2|J_1 \cap J_2|$$

de leurs inconnues algébriques sont nuls simultanément. Ce cas se rencontre dans le cas des programmes paramétriques lors du passage de la solution S_1 à la solution S_2.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Étude de la rotation d'un rideau vertical rigide soumis à un moment de renversement.* Note (*) de MM. **Jean Biarez** et **Robert Nègre**, présentée par M. Albert Caquot.

Dans le cadre de l'étude de la stabilité des massifs plans de fondation soumis à un couple de renversement, nous avons étudié, d'abord expérimentalement, la position du centre de rotation I et le moment de renversement d'un écran vertical, mince, enfoncé dans un milieu pesant limité

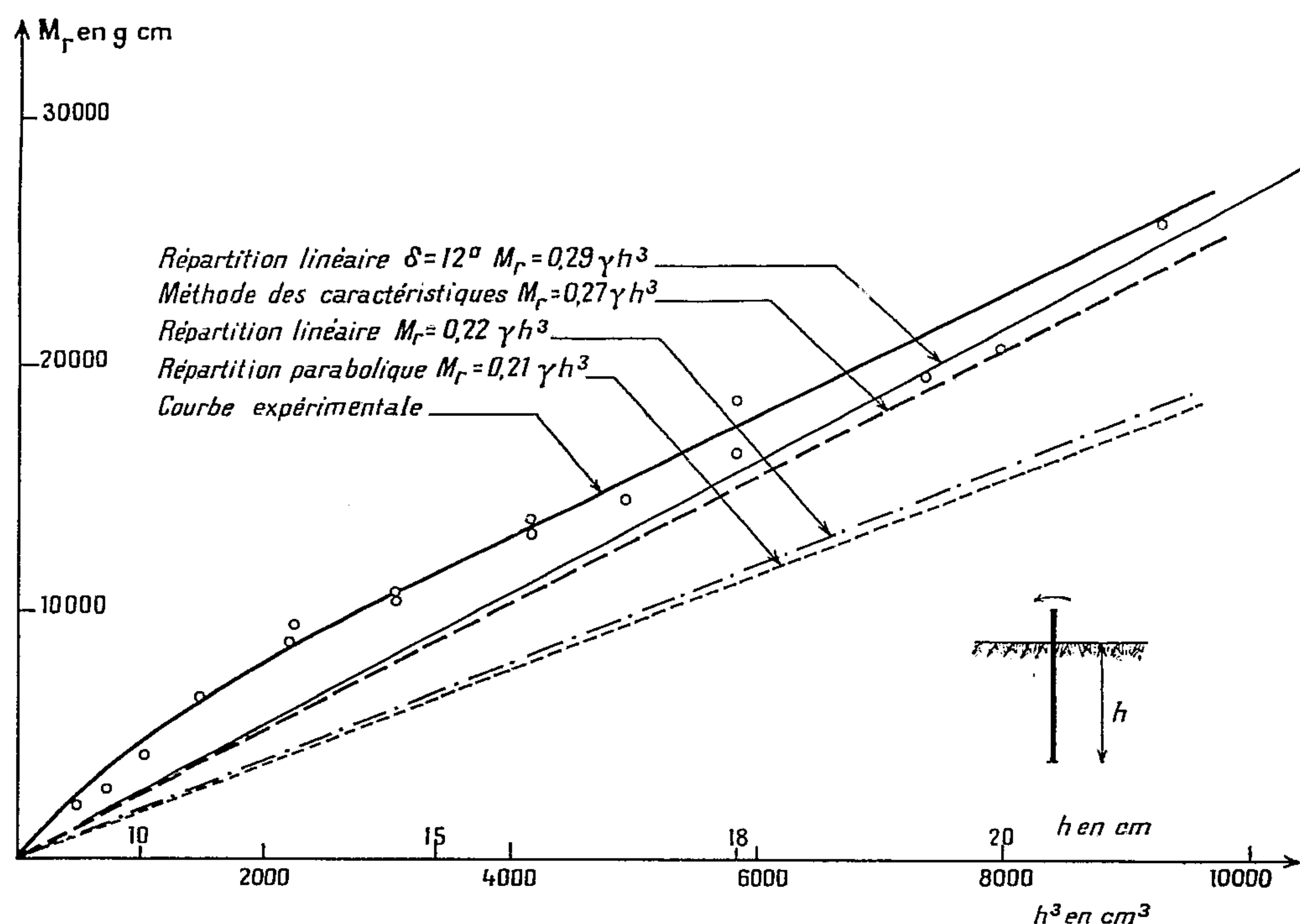


Graphique I. — Réseau des caractéristiques.
(Modèle sans dimension.)

par une horizontale, sans cohésion, d'angle de frottement $\varphi = 26^{\circ}$, à l'état d'équilibre limite caractérisé par la loi de Coulomb. Nous avons comparé ensuite les résultats obtenus sur modèle à ceux provenant d'un calcul numérique fait d'abord à partir de l'hypothèse simplificatrice de la répartition linéaire des contraintes, puis fait à partir des équations de l'équilibre limite au moyen de la méthode classique des caractéristiques.

La matériau utilisé est formé d'un empilement de rouleaux de 2 et 3 mm de diamètre et de 4 cm de long, selon le modèle déjà utilisé par M. Schneebeli [*cf.* ([1])].

Cette technique permet d'éliminer les effets parasites des frottements contre les parois latérales du modèle et donne un matériau à deux dimensions, isotrope et homogène, à l'échelle de notre appareil.



Graphique II. — Courbes donnant le moment de renversement d'un rideau vertical rigide en fonction de la fiche.

Le poids spécifique γ du matériau est de 2,3 g/cm³; l'angle de frottement entre l'écran et les rouleaux : $\delta = 13^\circ$, et h est la profondeur de l'écran.

L'étude théorique suppose que l'écran est soumis, en dehors des contraintes exercées par le sol, à un système de forces équivalant à un couple. Cette condition n'est pas réalisée par le modèle; nous avons appliqué une force horizontale unique, dont la ligne d'action passe à 30 cm au-dessus de I.

L'influence de cet écart entre la théorie et l'expérience a été évaluée dans l'hypothèse de la répartition linéaire des contraintes; elle est de 5 % sur la position de I et de 1 % sur les moments.

On peut alors définir un schéma de répartition des caractéristiques comportant des singularités du type de Prandtl en I, de chaque côté de l'écran; la disposition du réseau des caractéristiques est indiquée sur le graphique ci-dessous. Comme le montre l'expérience et comme le confirment

les vues théoriques de M. W. Sokolovsky, un tel schéma ne correspond pas à la réalité, puisqu'il exclut l'existence des zones rigides dans le voisinage de l'écran. Nous avons cependant fait un calcul à partir de l'hypothèse des singularités de Prandtl; ces résultats théoriques ne doivent donc être considérés que comme une première tentative d'interprétation théorique.

Nous avons ainsi effectué plusieurs applications numériques dont la technique est décrite ailleurs [*cf.* (2)].

Position du centre de rotation I. — Environ 50 essais avec photographies nous ont permis de déterminer la position du centre.

En première approximation, ce point est situé à 0,71 de la profondeur de fiche de l'écran.

La théorie donne les résultats suivants :

En adoptant l'hypothèse simplifiée de la répartition linéaire :

0,71 pour un couple seul;

0,75 pour une force horizontale appliquée à la surface du sol;

0,73 pour le cas de notre modèle.

Le schéma théorique adopté donne 0,81 pour l'écran soumis à un couple seul.

Il semble donc que les forces extérieures n'influent que par leur moment résultant en I, que nous nommons M_r; la résultante générale a moins d'importance.

Détermination du moment de renversement M_r. — Les résultats sont résumés sur le graphique II.

La faible différence entre le moment expérimental et le nombre correspondant à cette répartition linéaire de contraintes inclinées doit être considérée comme une coïncidence.

En fait, l'examen des photographies incite à penser que les contraintes ont des orientations différentes selon les points envisagés sur l'écran.

(*) Séance du 21 mars 1960.

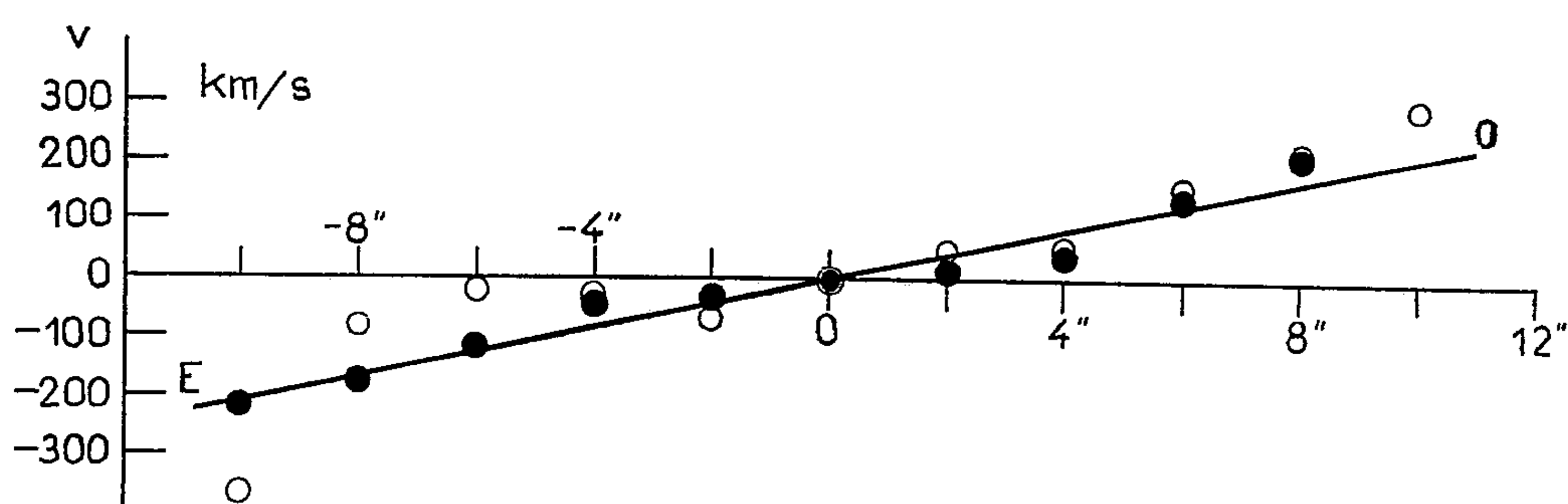
(1) G. SCHNEEBELI, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 125.

(2) R. NÈGRE, *Thèse de Doctorat de Spécialité* (3e cycle), Grenoble, juillet 1959.

(*Laboratoires de Mécanique des Fluides, Grenoble.*)

ASTRONOMIE. — *Vitesse de rotation et masse de la partie centrale de la galaxie* NGC 2782. Note (*) de Mme **Renée Duflot-Augarde**, présentée par M. André Danjon.

La galaxie NGC 2782, de magnitude photographique $m_{pg} = 12,4$ est l'une des plus faibles parmi les nébuleuses particulières de Seyfert ([1]). Classée Sa par Hubble, elle a reçu les caractéristiques gS_1, gD_1 ? p ? dans la dernière classification de W. W. Morgan. Une photographie agrandie d'une carte établie au mont Palomar montre l'enroulement de bras spiraux peu denses autour d'un noyau très brillant, presque entièrement responsable de la luminosité de l'astre. C'est là une des caractéristiques des galaxies de Seyfert. La photographie met en évidence une dissymétrie : l'un des bras de matière semble se détacher de la nébuleuse. Il serait intéressant de savoir s'il émet de la lumière polarisée.



Le spectre de NGC 2782 a été photographié à l'Observatoire de Haute-Provence à l'aide de la caméra électronique ([2]). Les raies observables H_β, 4 959 et 5 007 de [O III] sont inclinées et décèlent ainsi une vitesse de rotation. Trois clichés ont été obtenus avec des poses de : 30 m le 28 décembre 1959 (cliché surexposé); 15 m le 30 décembre 1959; 15 m le 3 janvier 1960.

Les mesures effectuées à l'Observatoire Lick ([3]) donnent, pour la vitesse de récession, $V_r = 2\,517 \pm 20$ km/s.

Nous trouvons $V_r = 2\,536 \pm 12$ km/s comme moyenne des valeurs, pour les trois clichés. Les résultats obtenus à l'Observatoire Lick sont relatifs également à d'autres raies. En tenant compte de ce fait nous pouvons admettre que les deux valeurs de V_r sont en bon accord.

La constante de Hubble, $H = 75$ km/s/10^6 pc permet de calculer la distance D de la nébuleuse. Nous trouvons $D = 34.10^6$ pc. Dans ces conditions on évalue à 3 300 pc environ le diamètre de la région centrale étudiée.

Seules les raies H_β et 5 007 de [O III] peuvent fournir la vitesse de rotation (la raie 4 959 de [O III] est sous-exposée). Les pointés sont effectués de 20 en 20 μ le long de chaque raie. En chaque point, à la distance apparente r du centre de la nébuleuse, nous mesurons la projection V_z sur le rayon visuel, de la vitesse spatiale V. La figure (cercles noirs) donne la vitesse de rotation $v = V_z - V_{z_0}$ en fonction de r, V_{z_0} étant la vitesse observée au centre de la nébuleuse (*figure*). Aux erreurs de mesure près, la relation $v = f(r)$ est linéaire. La raie H_β moins nette donne des résultats plus dispersés (cercles blancs).

Déterminons V et la distance vraie R à partir des quantités observées V_z et r. Pour cela, supposons qu'une galaxie est assimilable à un disque d'épaisseur négligeable devant son rayon. Soit O le centre de ce disque, XOY le plan de la nébuleuse et xOy le plan d'observation. Ces deux plans se coupent suivant la ligne des nœuds OX et font entre eux un angle θ. Ox est dirigé vers le Nord, Oz vers l'observateur. Sur la fente du spectrographe, orientée suivant Oy, nous observons la projection r de R.

On démontre facilement les égalités

$$\text{(I)}\qquad R = \frac{r}{\cos\theta}\left[1 - \sin^2\theta \sin^2\Omega\right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\text{(II)}\qquad V = V_z \frac{R}{r} \operatorname{coséc}\theta \operatorname{coséc}\Omega,$$

Ω étant l'angle de OX avec Ox.

Nous nous proposons d'évaluer la masse $\mathfrak{M}$ de la région étudiée (région centrale de 20″ de diamètre). Nous exposons rapidement une méthode utilisée par de nombreux auteurs ([4]). Les hypothèses usuelles permettent d'appliquer les équations de la dynamique stellaire :

$$\text{(III)}\qquad -\frac{v}{h} = \operatorname{grad}\psi - \frac{1}{\rho}\operatorname{div} p,$$

h est la distance à l'axe de symétrie du point M de vitesse de rotation v, ψ est le potentiel de gravitation, ρ la densité et p la pression totale exercée en M.

On montre que le dernier terme de l'égalité (III) est en général négligeable.

De plus, si la vitesse de rotation est une fonction linéaire de la distance au centre, la galaxie peut être considérée comme un ellipsoïde de densité constante ([4]). Appelons a la valeur des demi-grands axes, et c celle du demi-petit axe. L'attraction exercée par ce modèle de galaxie en un point A de son équateur, situé à la distance $R = a$ peut s'écrire

$$F = -\frac{\mathfrak{M}}{a^2} f\left(\frac{c}{a}\right), \qquad \text{avec } f\left(\frac{c}{a}\right) = \frac{3}{2}\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right)^{-1}\left[\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \arccos\left(\frac{c}{a}\right) - \frac{c}{a}\right].$$

Nous pouvons écrire en A, d'après l'équation (III)

$$\frac{v_A^2}{a} = -F\varepsilon,$$

ε étant la constante d'attraction universelle.

Finalement,

$$\mathcal{M} = \frac{a v_A^2}{\varepsilon f\left(\frac{c}{a}\right)}.$$

Les relations (I) et (II) donnent

$$a = r_{\max}[1 - \sin^2\theta \sin^2\Omega]^{\frac{1}{2}},$$
$$V_A = V_{zA}\frac{a}{r_{\max}} \operatorname{coséc}\theta \operatorname{coséc}\Omega.$$

Valeurs numériques des données :

$$r_{\max} = 1\,650 \text{ pc},$$
$$V_{zA} = 210 \text{ km/s},$$
$$\cos\theta = 0,750,$$
$$\Omega = 31^\circ 20'$$

en admettant que le grand axe de l'ellipse observée soit confondu avec la ligne des nœuds.

Le rapport c/a est difficile à estimer : l'observation ne permet pas de le déterminer ici. Il serait utile de le mesurer pour toutes les nébuleuses vues par la tranche pour en déduire une valeur moyenne.

Les conditions d'observation analogues à celles de NGC 1068, nous conduisent à prendre $c/a = 0,2$.

Avec les données précédentes nous trouvons

$$a = 1,25\, r_{\max},$$
$$V_A = 3,64\, V_{zA}; \quad \text{Période : } 1,6.10^7 \text{ années},$$
$$\mathcal{M} = 30.10^{43} \text{ g} = 15.10^{10}\, \mathcal{M}_\odot.$$

Nous obtenons ainsi un ordre de grandeur de $\mathcal{M}$.

D'autre part, en comparant la magnitude photographique de la nébuleuse à celle du Soleil, nous avons pu évaluer sa luminosité L,

$$L = 10^{10}\, L_\odot.$$

Le rapport $\mathcal{M}/L \simeq 7,6$ bien qu'approximatif, est intéressant à connaître puisqu'il nous renseigne sur la composition de la nébuleuse, relativement aux différentes populations stellaires.

(*) Séance du 28 mars 1960.
(1) K. Seyfert, *Ap. J.*, 97, 1943, p. 28.
(2) Mlle M. Chopinet et Mme R. Duflot, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1803.
(3) Humason, Mayall et Sandage, *A. J.*, 61, 1956.
(4) E. M. Burbidge, G. R. Burbidge et K. H. Prendergast, *Ap. J.*, 130, 1959, p. 30-32.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'équation de Fokker-Planck d'un plasma.* Note (*) de M. **Mircea Drăganu**, présentée par M. Louis de Broglie.

On déduit l'équation de Fokker-Planck d'un plasma en coordonnées polaires sans symétrie azimutale, en partant des formules générales données par Rosenbluth, MacDonald et Judd.

L'équation de Fokker-Planck pour un système gazeux constitué par des particules qui sont en interaction coulombienne, a été établie par MM. Rosenbluth, MacDonald et Judd et elle était ensuite généralisée par ces auteurs pour un système de coordonnées quelconques dans l'espace de vitesses ([1]). Un intérêt particulier présente le cas des coordonnées polaires sphériques et, en effet, les auteurs cités ont déduit l'expression de cette équation en ces coordonnées, en supposant l'existence d'une symétrie azimutale dans l'espace des vitesses.

Nous avons repris le problème et, en partant de l'équation générale de MM. Rosenbluth, MacDonald et Judd [formules (22), (23), (24), (25), (26) et (27) de la référence ([1])], nous avons calculé cette équation en coordonnées polaires en absence d'une symétrie azimutale.

L'élément de ligne dans l'espace des vitesses étant

$$ds^2 = (dv)^2 + \frac{v^2}{1-\mu^2}(d\mu)^2 + v^2(1-\mu^2)(d\varphi)^2, \tag{1}$$

nous avons obtenu tout d'abord les expressions suivantes :

$$T^1_a = \frac{\partial h_a}{\partial v}, \qquad T^2_a = \frac{1-\mu^2}{v^2}\frac{\partial h_a}{\partial \mu}, \qquad T^3_a = \frac{1}{v^2(1-\mu^2)}\frac{\partial h_a}{\partial \varphi}, \tag{2}$$

et encore

$$S^{11} = \frac{\partial^2 g}{\partial v^2}, \tag{3}$$

$$S^{22} = \frac{(1-\mu^2)^2}{v^4}\frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} + \frac{1-\mu^2}{v^4}\left(v\frac{\partial g}{\partial v} - \mu\frac{\partial g}{\partial \mu}\right), \tag{4}$$

$$S^{33} = \frac{1}{v^4(1-\mu^2)^2}\frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{v^4(1-\mu^2)}\left(v\frac{\partial g}{\partial v} - \mu\frac{\partial g}{\partial \mu}\right), \tag{5}$$

$$S^{12} = S^{21} = \frac{1-\mu^2}{v^2}\left(\frac{\partial^2 g}{\partial \mu\,\partial v} - \frac{1}{v}\frac{\partial g}{\partial \mu}\right), \tag{6}$$

$$S^{13} = S^{31} = \frac{1}{v^2(1-\mu^2)}\left(\frac{\partial^2 g}{\partial v\,\partial \varphi} - \frac{1}{v}\frac{\partial g}{\partial \varphi}\right), \tag{7}$$

$$S^{23} = S^{32} = \frac{1}{v^4}\left(\frac{\partial^2 g}{\partial \mu\,\partial \varphi} + \frac{\mu}{1-\mu^2}\frac{\partial g}{\partial \varphi}\right). \tag{8}$$

A la suite de tous les calculs on arrive à une équation de Fokker-Planck

de la forme suivante :

$$(9)\qquad \frac{2v^2}{\Gamma_a}\left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_c = \frac{\partial}{\partial v}(f_a G_1) + \frac{\partial^2}{\partial v^2}(f_a G_2) + \frac{\partial}{\partial \mu}(f_a G_3) + \frac{\partial^2}{\partial v\,\partial \mu}(f_a G_4) + \frac{\partial^2}{\partial \mu^2}(f_a G_5) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(f_a G_6) + \frac{\partial}{\partial \varphi^2}(f_a G_7) + \frac{\partial^2}{\partial v\,\partial \varphi}(f_a G_8) + \frac{\partial^2}{\partial \mu\,\partial \varphi}(f_a G_9),$$

où, cette fois, on a

$$(10)\qquad G_1 = -\frac{1-\mu^2}{v}\frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} - 2\frac{\partial g}{\partial v} + 2\frac{\mu}{v}\frac{\partial g}{\partial \mu} - \frac{1}{v(1-\mu^2)}\frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2} - 2v^2\frac{\partial h_a}{\partial v},$$

$$(11)\qquad G_2 = v^2\frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2},$$

$$(12)\qquad G_3 = \mu\frac{1-\mu^2}{v^2}\frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} + 2\frac{\mu}{v}\frac{\partial g}{\partial v} + 2\frac{1-\mu^2}{v}\frac{\partial^2 g}{\partial v\,\partial \mu} - \frac{2}{v^2}\frac{\partial g}{\partial \mu} + \frac{\mu}{v^2(1-\mu^2)}\frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2} - 2(1-\mu^2)\frac{\partial h_a}{\partial \mu},$$

$$(13)\qquad G_4 = 2(1-\mu^2)\left(\frac{\partial^2 g}{\partial v\,\partial \mu} - \frac{1}{v}\frac{\partial g}{\partial \mu}\right),$$

$$(14)\qquad G_5 = \frac{(1-\mu^2)^2}{v^2}\frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} + \frac{1-\mu^2}{v}\frac{\partial g}{\partial v} - \mu\frac{1-\mu^2}{v^2}\frac{\partial g}{\partial \mu},$$

$$(15)\qquad G_6 = \frac{2}{v^2(1-\mu^2)}\left(v\frac{\partial^2 g}{\partial v\,\partial \varphi} - \mu\frac{\partial^2 g}{\partial \mu\,\partial \varphi}\right) - \frac{2}{v^2(1-\mu^2)^2}\frac{\partial g}{\partial \varphi} - \frac{2}{1-\mu^2}\frac{\partial h_a}{\partial \varphi},$$

$$(16)\qquad G_7 = \frac{1}{v^2(1-\mu^2)^2}\frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{v(1-\mu^2)}\frac{\partial g}{\partial v} - \frac{\mu}{v^2(1-\mu^2)}\frac{\partial g}{\partial \mu},$$

$$(17)\qquad G_8 = \frac{2}{1-\mu^2}\left(\frac{\partial^2 g}{\partial v\,\partial \varphi} - \frac{1}{v}\frac{\partial g}{\partial \varphi}\right),$$

$$(18)\qquad G_9 = \frac{2}{v^2}\frac{\partial^2 g}{\partial \mu\,\partial \varphi} + \frac{2\mu}{v^2(1-\mu^2)}\frac{\partial g}{\partial \varphi}.$$

La formule (9) ainsi trouvée diffère de celle de Rosenbluth, MacDonald et Judd par les termes contenant les dérivées partielles par rapport à φ.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) M. N. ROSENBLUTH, W. M. MACDONALD et D. L. JUDD, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'interaction gravitationnelle au niveau quantique*. Note (*) de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Rappel de considérations antérieures [1]. Linéarisation des équations du graviton pourvues d'un terme de masse, et introduction de sources de rangs 3 et 1.

Nous avons analysé dans plusieurs Notes [1] les implications que nous pensons trouver dans l'idée que se font D. W. Sciama [2] et D. Park [3] du phénomène de l'inertie. Nous avons proposé dans cette perspective de lever simultanément deux difficultés connues : la surprenante petitesse du quantum de longueur lié aux constantes universelles G, c, h de Newton, Einstein, Planck, et l'origine de la masse des mésons μ et π. Touchant ce dernier point, il faut avouer que la présente théorie des champs quantifiés ne peut apporter que du provisoire puisque, moins ambitieuse que l'électromagnétisme classique, elle ne calcule que des corrections aux masses, et non les masses elles-mêmes.

Notre argumentation antérieure repose sur les formules suivantes : formule de Yukawa entre la *longueur élémentaire* l_0 et le *quantum de masse mésique* m_0, formule semblable de Mme Tonnelat [4] et d'autres auteurs entre la *longueur cosmologique* L et la *masse propre du graviton* μ,

$$(1) \qquad c m_0 l_0 = \hbar, \qquad c \mu L = \hbar;$$

notre formule entre les quanta de longueur l_0 et L et les constantes universelles G, c, $\hbar$,

$$(2) \qquad c^{-3} G \hbar = l_0^3 L^{-1};$$

nos formules (très semblables à la formule classique entre le « rayon », la charge et la masse de l'électron)

$$(3) \qquad c^2 l_0 = \frac{e^2}{m_e} = \frac{G_0 m_0^2}{m_0} = \frac{g^2}{m_p},$$

où

$$(4) \qquad e^2 \simeq \frac{\hbar c}{137}, \qquad G_0 m_0^2 = \hbar c, \qquad g^2 \simeq 13{,}4\, \hbar c,$$

m_e et m_p, masses de l'électron et du proton. Prenant pour l_0 les 2/3 du rayon classique de l'électron, soit $1{,}25 \cdot 10^{-13}$ cm, il vient pour m_0 les 2/3 de la masse du *muon*, pour L, $7{,}3 \cdot 10^{26}$ cm et pour μ, $4{,}8 \cdot 10^{-65}$ g.

Le précédent G_0 est notre *constante microphysique de la gravitation*, telle que

$$(5) \qquad G_0 m_0 = c^2 l_0 \quad ou \quad G_0 m_0^2 = \hbar c;$$

$$(6) \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{L}{l_0}, \qquad \frac{G_0}{G} = \frac{m_0}{\mu};$$

la dernière formule est semblable à de nombreuses relations entre constantes de couplage de la théorie quantique des champs.

Nous voulons aujourd'hui exposer le principe d'une procédure dont nous espérons qu'elle permettra de concrétiser ces idées, et de faire apparaître, à côté de la constante de couplage faible G « universellement » connue, non pas encore la constante de couplage fort $G_0 = (m_0/\mu)\,G$ dont nous postulons l'existence, mais un facteur analogue dépendant du type de particule; nous nous inspirerons pour celà d'un récent travail de C. Fronsdal et S. L. Glashow ([5]) dans un domaine bien différent.

Linéarisons les équations du graviton sous la forme, où *nous ne postulons pas la symétrie en j, k,*

$$(7)\qquad \partial_l \gamma^{ljk} - \varkappa\gamma^{jk} = \varkappa^{-1}\chi\, U^{jk}, \qquad \partial^i \gamma^{jk} - \varkappa\gamma^{ijk} = \chi\, U^{ijk};$$

$$\varkappa = \frac{c\mu}{\hbar}, \qquad \chi = 8\pi c^{-2} G; \qquad i, j, k, l = 1, 2, 3, 4, \qquad x_4 = ict.$$

Par contraction

$$(8)\qquad \gamma \equiv \gamma^l_l, \qquad \gamma^i \equiv \gamma^{ij}{}_j; \qquad U \equiv U^l_l, \qquad U^i \equiv U^{ij}{}_j,$$

on obtient les équations du type Kemmer bien connu. Par élimination l'on trouve aisément

$$(9)\qquad (\partial^l_l - \varkappa^2)\gamma^{jk} = \chi(U^{jk} + \partial_l U^{ljk}),$$

$$(10)\qquad (\partial^l_l - \varkappa^2)\gamma^{ijk} = \varkappa^{-1}\chi\{\partial^i(U^{jk} + \partial_l U^{ljk}) - (\partial^l_l - \varkappa^2)U^{ijk}\}.$$

Il s'introduit ainsi, à côté des potentiels et des sources connus de rangs 2 et 0, des potentiels et des sources nouveaux de rangs 3 et 1 correspondant (on va le voir) à des effets gravitationnels de spin; c'est évidemment sur leur présence que nous comptons pour manifester le facteur de couplage fort sans contredire les faits expérimentaux classiques attachés aux rangs 2 et 0.

Pour les sources nouvelles de rangs 3 et 1, nous disposons en principe d'un choix étendu parmi les tenseurs intervenant dans la sous-famille dynamique des équations de Franz-Kofink ([6]), savoir *densités de spin de Dirac* $\bar\psi\alpha^{ijk}\psi$ *et de Durand* ([7]) $\bar\psi[\partial^i]\alpha^{jk}\psi$, *gradient du second invariant* $\partial_l(\bar\psi\alpha^{ijkl}\psi)$; *tenseur de Durand contracté* $\bar\psi[\partial_j]\alpha^{ij}\psi$ et *gradient du premier invariant* $\partial^i(\bar\psi\psi)$; nous avons désigné par $[\partial^i] \equiv \overrightarrow{\partial^i} - \overleftarrow{\partial^i}$ l'opérateur du courant de Gordon et par α^i les matrices de Von Neumann ([8]);

$$\alpha^{ij} \equiv \alpha^i\alpha^j \equiv -\alpha^j\alpha^i \quad \text{si } i \neq j, \qquad 0 \quad \text{si } i = j, \quad \ldots.$$

Ne voulant aujourd'hui donner qu'un aperçu de ce qu'on peut faire, nous prendrons comme unique source nouvelle la densité de spin de Dirac; ceci semble particulièrement indiqué du fait de l'existence de la relation de Tetrode entre le tenseur inertial T^{ij} et la densité de spin de Dirac σ^{ijk} :

$$(11)\qquad 2T^{\underline{ij}} \equiv T^{ij} - T^{ji} = \partial_k \sigma^{ijk},$$

valable ici en l'absence de gravitation. Posons donc comme d'habitude ($k = cm/\hbar$)

$$T^{ij} = \frac{c\hbar}{2} \bar{\psi} [\partial^i] \alpha^j \psi, \qquad \rho = -c\hbar k \bar{\psi} \psi, \tag{12}$$

$$\sigma^{ijk} = \frac{c\hbar}{2} \bar{\psi} \alpha^{ijk} \psi, \tag{13}$$

et adoptons comme sources *classique* et *nouvelle*, *a* désignant une constante numérique indéterminée,

$$U^{jk} = -T^{jk} + \frac{\rho}{2} \delta^{jk}, \qquad U^{ijk} = -a\sigma^{ijk}. \tag{14}$$

Le lagrangien conduisant aux (7) compte tenu des (12), (13), (14) est ($h = 2\pi\hbar$)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{c}{2Gh} \{ \gamma_{ijk} [\partial^i] \gamma^{jk} + \varkappa (\gamma_{jk} \gamma^{jk} - \gamma_{ijk} \gamma^{ijk}) \} \\ + \{ \bar{\psi} [\partial^j] \alpha^k \psi (\delta_{jk} - \gamma_{jk}) + 2k \bar{\psi} \psi (1 - \gamma) \} + a \bar{\psi} \alpha^{i,k} \psi \gamma_{ijk}. \end{aligned} \tag{15}$$

Variant par rapport à $\bar{\psi}$ on obtient l'équation du fermion plongé dans le champ gravitationnel

$$\{ \alpha_i (\partial^i - \gamma^{ji} \partial_j) + a \alpha_{ijk} \gamma^{ijk} + k(1 - \gamma) \} \psi = 0; \tag{16}$$

ce fermion subit deux *effets gravitationnels de spin*, provenant l'un de la non-symétrie du γ^{ij}, l'autre de la présence du terme en γ^{ijk}.

Incidemment, une implication de ce qui précède est que le boson de masse propre évanescente et de spins 2, 1, 0 serait attaché non pas du tout à une théorie unitaire de la gravitation et de l'électromagnétisme, mais à une théorie de la gravitation incluant des effets de spin. Nous avons écrit à plusieurs reprises que nous pensons la même chose de la géométrie à connexion affine.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1965, § 1 et p. 2101; 248, 1959, p. 932; 250, 1960, p. 2149.

(2) *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, 113, 1953, p. 34.

(3) *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 16.

(4) *Ann. Phys.*, 17, 1942, p. 189.

(5) *Phys. Rev. Letters*, 3, 1959, p. 570.

(6) *Voir* O. Costa de Beauregard, *J. Phys. Rad.*, 22, 1943, p. 154, et *Cahiers de Physique*, 105, 1959, p. 203.

(7) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 36.

(8) Le symbole usuel γ^i est déjà requis par ailleurs.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur l'existence possible, pour les fluides à toutes températures, de deux états, l'un dilaté, l'autre contracté.* Note (*) de M. **Jean P. E. Duclaux**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Deux états fluides différents existent peut-être à toutes températures. Le long d'une courbe isotherme le passage d'un état à l'autre se fait, aux températures inférieures à la critique, par une discontinuité du premier ordre; aux températures supérieures il se ferait par une discontinuité du second ordre au moins. L'équation de l'isotherme critique prend, dans ces conditions, une forme remarquablement simple.

La continuité des états liquides et gazeux est un fait expérimental sur lequel il n'y a pas à revenir. Par un raisonnement classique on en tire la conclusion qu'une seule équation caractéristique représente les propriétés du fluide homogène dans toutes les régions où il est observable, qu'il y soit à l'état de gaz, de liquide ou de vapeur : ce raisonnement n'est pas exact.

En effet, tout ce que l'expérience montre c'est qu'il n'y a pas de discontinuité du premier ordre, aux températures supérieures à la critique, sur toute la longueur d'une courbe isotherme.

Il se pourrait fort bien qu'il existe deux états, l'un dilaté, l'autre contracté, dont les courbes isothermes seraient représentées par des équations différentes; aux températures inférieures à la critique ces courbes seraient séparées par une discontinuité du premier ordre, aux températures supérieures elles le seraient par une discontinuité du second ou du troisième ordre; leurs points de rencontre se trouveraient le long d'une courbe liant la pression de discontinuité au volume de discontinuité; cette courbe passerait par le point critique.

Cette hypothèse semble conforme à la réalité. On sait que l'hypothèse contraire d'un seul état et d'une seule équation d'état entraîne l'existence, sur l'isotherme critique, dans le système de coordonnées « pression P en fonction du volume V », d'un point d'inflexion à tangente horizontale; la première dérivée non nulle de P par rapport à V serait donc du troisième ou du cinquième ordre. Il est possible d'en déduire qu'aux températures voisines et inférieures la différence entre la température d'observation et la température critique devrait être proportionnelle au carré ou à la puissance quatrième de la différence entre la densité du liquide saturé et celle de la vapeur saturante. Or l'expérience montre nettement que cette différence des températures est proportionnelle à la puissance troisième de la différence des densités. Ce fait expérimental est incompatible avec l'existence d'une courbe isotherme unique présentant un point d'inflexion à tangente horizontale à la température critique.

La difficulté disparaît si l'on admet l'existence de deux équations, l'une pour les états dilatés (densités inférieures à une certaine valeur,

fonction de la température probablement), l'autre pour les états contractés (densités supérieures à cette certaine valeur).

Dans cette hypothèse nous avons cherché l'équation caractéristique de l'état dilaté et plus particulièrement son expression à la température critique.

Cette expression est remarquablement simple : si l'on appelle P et d la pression et la densité du fluide, P_c et d_c les constantes critiques correspondantes, k une constante caractéristique, l'isotherme critique, côté dilaté, se représente parfaitement par la relation

$$\frac{P_c - P}{P_c} = \left(\frac{d_c - d}{d_c - kd}\right)^4.$$

On peut vérifier, en posant $P/d = RT_c$ pour $d = 0$, qu'on a

$$\frac{RT_c}{P_c V_c} = 4(1 - k)$$

et que, dans ces conditions, la connaissance des coordonnées critiques (T_c et V_c étant la température et le volume critiques) définit entièrement l'isotherme critique de l'état dilaté.

La constante caractéristique k est ainsi le facteur responsable du fait que la loi des états correspondants n'est pas exactement vérifiée : si k était une constante universelle, il n'y aurait qu'une forme d'isotherme critique.

L'étude des cas, relativement rares, où l'on connaît bien, en même temps, les trois valeurs des constantes critiques, montre que, en gros, la constante caractéristique k est fonction décroissante du volume critique; sa valeur maximale semble être 0,188 (pour l'hydrogène) ou peut-être 0,200 (pour l'hélium).

Il est possible que l'inverse de la constante caractéristique k soit, dans une série de corps homologues, fonction linéaire du volume critique; il en est ainsi dans le cas des hydrocarbures saturés où l'on a, avec une grande précision, du méthane ($V_c = 99{,}01$ cm^3/mol) et même de l'hydrogène (considéré comme un hydrocarbure contenant zéro carbone, $V_c = 65{,}63$ cm^3/mol) jusqu'à l'octane ($V_c = 489{,}5$ cm^3/mol) et au décane ($V_c = 615{,}8$ cm^3/mol) :

$$\frac{1}{k} = \frac{4}{3} + \frac{V_c}{16{,}464}.$$

Notons que, dans le cas d'un volume critique nul, cette formule donne $k = 0{,}75$ et $RT_c/P_cV_c = 1$.

Pour une autre série de corps qu'on peut considérer comme homologues, celle des gaz rares autres que l'hélium, il semble bien que la constante k ne soit pas fonction du volume critique mais indépendante du corps considéré et égale à 0,145. Les valeurs du volume critique (et par suite de la densité critique) données dans le tableau ci-dessous ont été calculées en

posant $k = 0,145$ et semblent en accord avec l'expérience.

Gaz.	T_c.	P_c.	V_c.	d_c.
Ne	44,38	25,95	41,03	0,492
Ar..................	150,66	47,98	75,33	0,530
Kr	209,41	54,18	92,73	0,904
Xe	289,81	57,84	120,21	1,092
Rn	(370	58,94	151	1,47)

L'ensemble des données, encore très peu nombreuses, permet de faire l'hypothèse que la constante k est en fait fonction de l'ellipticité de la molécule; mais ceci demanderait à être vérifié.

L'équation proposée pour l'isotherme critique peut être présentée sous la forme équivalente mais plus classique :

$$\frac{P(V-b)}{RT} = 1 - \frac{2}{3}\left(\frac{V_c - b}{V - b}\right) + \left(\frac{V_c - b}{V - b}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{V_c - b}{V - b}\right)^3,$$
$$b = kV_c.$$

Si l'on prend comme coordonnées P, T et $(V - b)$, l'équation de l'isotherme critique est la même pour tous les corps; il a été depuis fort longtemps remarqué que, dans de nombreux cas, la loi des états correspondants était mieux vérifiée si l'on traçait les courbes dans de semblables coordonnées.

Les justifications numériques et d'autres développements seront donnés dans des publications ultérieures.

(*) Séance du 28 mars 1960.

MAGNÉTISME. — *Perméabilité apparente et perméabilité intrinsèque en ondes centimétriques.* Note (*) de MM. **Roger Vautier** et **André-Jean Berteaud**, transmise par M. Louis Néel.

La « perméabilité intrinsèque » telle que calculée habituellement, n'a pas une signification absolument caractéristique du matériau.

La plupart des auteurs ayant effectué des mesures sur le tenseur de perméabilité des ferrites en ondes centimétriques expriment, pour des raisons de commodité, leurs résultats en fonction du champ haute fréquence appliqué (existant en l'absence de l'échantillon) ([1]). Plusieurs auteurs ([2]), ([3]), ([4]), ([5]) ont fait remarquer que cette représentation était incorrecte et conduisait à une perméabilité apparente différente de la perméabilité intrinsèque définie en exprimant l'aimantation en fonction du champ H. F. interne.

En ce qui concerne plus spécialement la courbe de μ'' au voisinage de la résonance, les travaux de Spencer et de ses collaborateurs ([4]), ([6]) ont montré que pour un échantillon sphérique, les courbes apparente et intrinsèque sont très semblables, et que, en particulier, la largeur de la courbe apparente constitue une bonne approximation de la largeur de la courbe intrinsèque. C'est sans doute pour cette raison que jusqu'à présent, on continue à caractériser les matériaux par la largeur de la courbe apparente, bien qu'on admette que cela n'est pas correct.

Notre attention a été attirée par plusieurs anomalies des résultats de Spencer ([6]) que nous résumons. (Ces auteurs opèrent en polarisation circulaire, mais leurs résultats se transposent très facilement en polarisation rectiligne.)

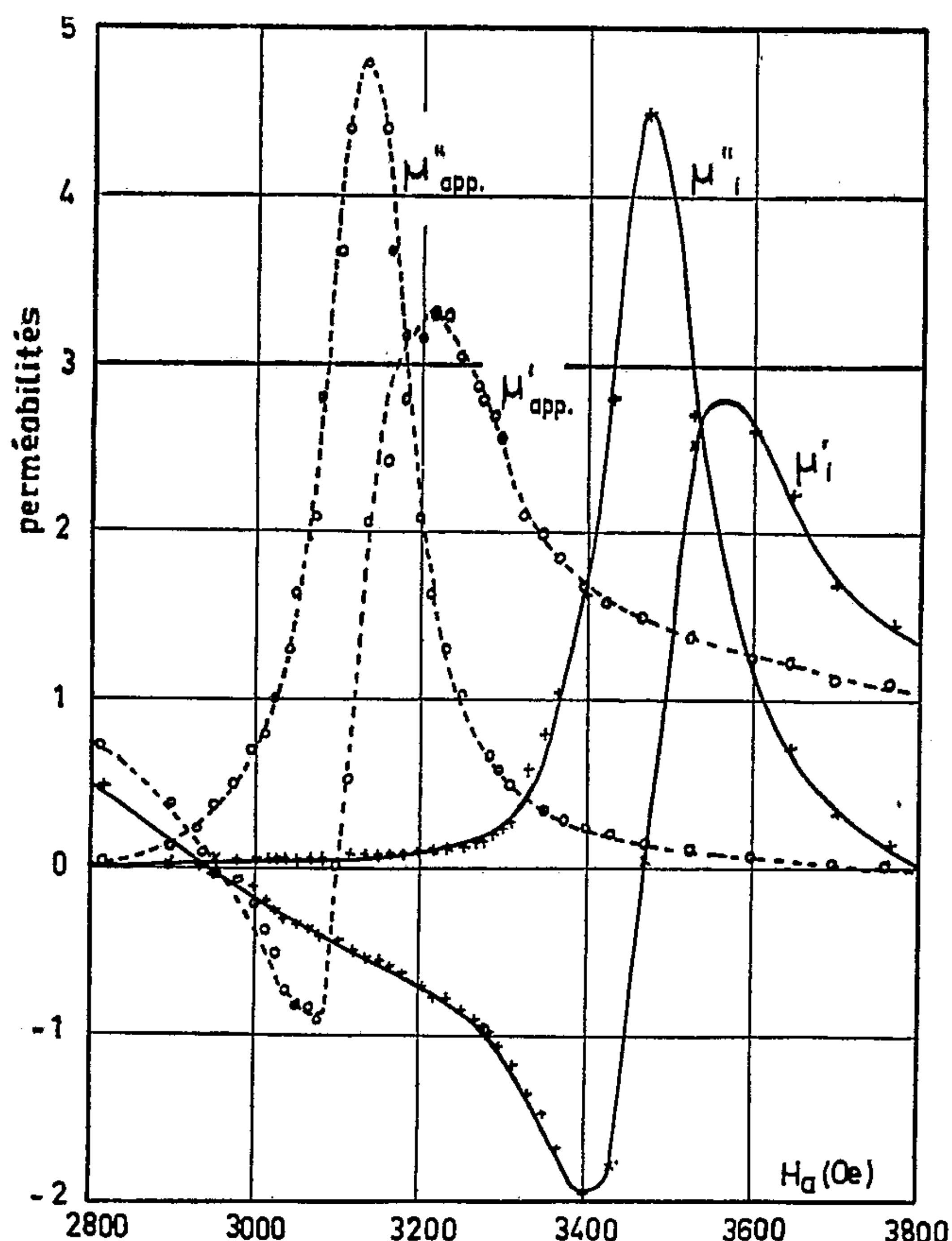
1° Spencer et ses collaborateurs ont remarqué que les courbes de μ'' intrinsèques déduites de mesures sur le même matériau utilisé sous forme de sphère, de disque ou de bâtonnet présentaient des différences notables (maximum de μ'' différent), sans pouvoir en donner d'explication.

2° La courbe intrinsèque de μ' présente par rapport à la courbe apparente un décalage en hauteur inexpliqué.

3° Ces auteurs ont lié l'écart, suivant l'axe du champ continu, des courbes intrinsèque et apparente, au champ démagnétisant $4\pi M_s/3$. Mais leur vérification expérimentale est médiocre.

4° Les courbes intrinsèques étant représentées en fonction du champ continu appliqué, elles indiquent pour le champ de résonance une valeur absolument anormale, et sans signification physique. Il est plus logique de les représenter en fonction du champ continu intérieur $H_z - N_z M_z$. Mais même dans ce cas, la valeur obtenue est supérieure à la valeur donnée par la formule de Kittel, et ne correspond à aucun phénomène d'absorption réel.

Nous pensons que l'écart des courbes dites apparentes et intrinsèques n'a aucune relation directe avec une quantité telle que $4\pi M_s/3$. Quand on étudie la façon dont elles se déduisent les unes des autres, on se rend compte que l'écart en question est uniquement fonction de la forme des courbes. A titre de preuve expérimentale, nous indiquons (*figure*), les courbes de μ' et de μ'' apparentes et intrinsèques pour un grenat d'yttrium polycristallin (M_s = 1700 Oe, ΔH_a = 110 Oe, échantillon sphérique



Ø = 1,1 mm). L'écart observé des valeurs du champ continu correspondant à la résonance dans les deux cas est égal à 330 Oe ($4\pi M_s/3 \simeq 570$ Oe). Pour un monocristal de grenat d'yttrium (ΔH_a = 10 Oe, Ø = 0,35 mm), l'écart observé est voisin de 50 Oe, donc d'un ordre de grandeur tout à fait différent de $4\pi M_s/3$.

A notre avis, c'est s'engager dans une voie fausse que de penser qu'il suffit d'exprimer l'aimantation d'un échantillon en fonction du champ interne pour obtenir une perméabilité intrinsèque absolument caractéristique de la matière elle-même et indépendante de la forme. S'il n'y a pas de discussion possible en magnétisme statique sur le bien fondé de cette représentation, il n'en est pas de même en magnétisme alternatif où des considérations de phases interviennent et où il est habituel de considérer

la perméabilité comme une quantité complexe dont la partie imaginaire représente l'énergie absorbée.

Remarquons d'abord que l'absorption mesurée (par exemple par la variation du facteur Q) est due à l'interaction de l'échantillon avec le champ appliqué (non perturbé) et est de la forme m H_a. Bien que l'intégrale correspondante soit limitée au volume de l'échantillon, elle représente non seulement l'énergie dissipée dans l'échantillon, mais aussi l'énergie localisée dans l'espace environnant ([7]), donc l'énergie rayonnée.

Remarquons ensuite que le rayonnement agissant comme une cause d'amortissement supplémentaire, modifie l'amplitude de l'aimantation H. F., donc la valeur de μ' aussi bien que celle de μ''.

Si donc on attache au concept de perméabilité intrinsèque l'idée d'un ensemble de coefficients décrivant le comportement et les caractéristiques de la matière elle-même, indépendamment de la forme de l'échantillon, les méthode de mesure et de calcul utilisées ci-dessus ne répondent pas à ce concept. Il est d'ailleurs évident que l'importance relative de l'énergie rayonnée est d'autant plus grande que l'absorption du matériau lui-même est plus faible, donc qu'on observe des courbes de résonance étroites.

Pour éliminer l'influence du rayonnement aussi bien en ce qui concerne l'énergie empruntée au champ H_a que son action éventuelle sur le dispositif de détection, on se heurte à de grandes difficultés de calcul, car on se trouve dans le cas le plus difficile à traiter, où les distances en jeu sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des phénomènes.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) J. O. ARTMAN et P. E. TANNENWALD, *J. Appl. Phys.*, 26, 1955, p. 1124-1132.

(2) N. BLOEMBERGEN, *Phys. Rev.*, 78, 1950, p. 572, et *J. Appl. Phys.*, 23, 1952, p. 1383.

(3) A. D. BERK et B. A. LENGYEL, *Proc. Inst. Radio Engrs*, 43, 1955, p. 1587-1591.

(4) E. G. SPENCER, R. C. LE CRAW et F. BEGGIA, *Proc. Inst. Radio Engrs*, 43, 1955, p. 790-800.

(5) L. A. STEINERT, *J. Appl. Phys.*, 30, 1959, p. 1109.

(6) E. G. SPENCER, L. A. AULT et R. C. LE CRAW, *Proc. Inst. Radio Engrs*, 44, 1956, p. 1311-1317.

(7) R. VAUTIER, *J. Rech. C. N. R. S.*, n° 38, mars 1957, p. 23-29.

(*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, Bellevue, Seine-et-Oise.*)

MAGNÉTISME. — *Calcul des largeurs de raies d'absorption ferrimagnétiques et des temps de relaxation dans le cas d'ondes de spin d'amplitude non négligeable.* Note (*) de M. **Philip E. Seiden**, transmise par M. Louis Néel.

Jusqu'à présent les différents auteurs [(1) à (3)] n'ont pas tenu compte, dans le calcul de la relation entre les paramètres de transition fondamentale et les paramètres mesurés par résonance ferrimagnétique, de la réaction des ondes de spin sur la précession uniforme. Ceci n'est valable que si le nombre quantique (n_k) des ondes de spin ou dans le langage actuel le nombre (n_k) des « magnons » des ondes de spin (nombre d'ondes $k \neq 0$) excitées dans l'échantillon est très petit comparé au nombre (n_0) des « magnons » de la précession uniforme (nombre d'ondes $k = 0$). Ceci n'est pas nécessairement vérifié même lorsqu'on se restreint à un faible champ magnétique hyperfréquence.

La condition de faible amplitude du champ hyperfréquence signifie seulement que

$$n_k \ll \frac{M_0}{\gamma\hbar} \qquad \text{et} \qquad n_0 \ll \frac{M_0}{\gamma\hbar},$$

où M_0 est l'aimantation à saturation de l'échantillon, γ est le rapport gyromagnétique, et $\hbar$ est la constante de Planck divisée par 2π. Les relations précédentes ne limitent nullement le rapport n_0/n_k.

Dans cette Note, nous allons calculer la largeur de raie d'absorption et les temps de relaxation en fonction des trois processus suivants (4) :

Processus.	Paramètre de transition.
Destruction d'un « magnon » $k = 0$............ Création d'un phonon de réseau...............	$\lambda_{0\sigma}$
Destruction d'un « magnon » $k = 0$............ Création d'un « magnon » $k \neq 0$...............	λ_{0k}
Destruction d'un « magnon » $k \neq 0$............ Création d'un phonon de réseau..............	$\lambda_{k\sigma}$

En fonction de ces paramètres les vitesses de variation par unité de temps des « magnons » sont données par (1)

$$\dot{n}_0 = -\lambda_{0\sigma} n_0 - \lambda_{0k}(n_0 - n_k) + \varpi,$$
$$\dot{n}_k = \lambda_{0k}(n_0 - n_k) - \lambda_{k\sigma} n_k,$$

où ϖ représente le nombre de « magnons » de la précession uniforme créé par le champ magnétique hyperfréquence par unité de temps. Nous pouvons immédiatement résoudre cette équation pour le régime permanent, ce

qui donne

$$(1)\qquad n_0 = \left[\frac{\lambda_{0k}+\lambda_{k\sigma}}{\lambda_{0\sigma}\lambda_{0k}+\lambda_{0\sigma}\lambda_{k\sigma}+\lambda_{0k}\lambda_{k\sigma}}\right]\wp,$$

$$(2)\qquad n_k = \left[\frac{\lambda_{0k}}{\lambda_{0\sigma}\lambda_{0k}+\lambda_{0\sigma}\lambda_{k\sigma}+\lambda_{0k}\lambda_{k\sigma}}\right]\wp,$$

$$(3)\qquad \frac{n_k}{n_0} = \frac{\lambda_{0k}}{\lambda_{0k}+\lambda_{k\sigma}}.$$

La relation (3) nous montre que supposer $n_k \ll n_0$ revient à supposer que $\lambda_{0k} \gg \lambda_{0k}$, ce qui n'est pas nécessairement vrai pour la plupart des ferrites.

L'équation (1) montre que la largeur de la raie d'absorption est donnée par

$$\Delta H = \frac{1}{\gamma}\,\frac{\lambda_{0\sigma}\lambda_{0k}+\lambda_{0\sigma}\lambda_{k\sigma}+\lambda_{0k}\lambda_{k\sigma}}{\lambda_{0k}+\lambda_{k\sigma}}.$$

La largeur de raie des ondes de spin est une deuxième quantité généralement mesurée. On peut l'obtenir en mesurant le seuil d'apparition de phénomènes non linéaires. Suhl [5] en donne l'expression suivante :

$$h_c = \Delta H\sqrt{\frac{\Delta H_k}{4\pi M_0}}.$$

Dans cette expression ΔH_k est défini comme la largeur de raie d'absorption provenant de la relaxation des ondes de spin vers le réseau. On a donc

$$\lambda_{k\sigma} = \gamma\,\Delta H_k.$$

Nous pouvons aussi rapporter les paramètres de transition aux temps de relaxation T_1 et T_2.

T_2 est simplement relié à ΔH par

$$T_2 = \frac{2}{\gamma\Delta H},\qquad \text{donc}\quad T_2 = \frac{1}{2}\,\frac{\lambda_{0k}+\lambda_{k\sigma}}{\lambda_{0\sigma}\lambda_{0k}+\lambda_{0\sigma}\lambda_{k\sigma}+\lambda_{0k}\lambda_{k\sigma}}.$$

Une expression pour T_1 peut être obtenue en divisant l'énergie totale dans le régime permanent [somme des équations (1) et (2)] par la puissance absorbée dans l'échantillon par unité de temps. Ceci donne

$$T_1 = \frac{T_2}{2}\left(1+\frac{\lambda_{0k}}{\lambda_{0k}+\lambda_{k\sigma}}\right).$$

Ce résultat a pour conséquence intéressante que

$$T_1 \leqq T_2 \leqq 2\,T_1.$$

Ceci diffère des conditions rencontrées en résonance paramagnétique où

$$T_2 \leqq 2\,T_1.$$

La raison physique est qu'en résonance ferrimagnétique une onde de spin peut relaxer, soit en cédant son énergie au réseau créant ainsi un

phonon, soit en cédant son énergie à l'aimantation transversale en créant un « magnon » $k = 0$. Il en découle que la relaxation spin-réseau de la précession uniforme n'est pas indépendante de la relaxation spin-spin. En résonance paramagnétique le processus associé à T_2 a uniquement pour effet de détruire la cohérence de l'aimantation transversale, et ce procédé est indépendant de la relaxation spin-réseau associée à T_1 par laquelle l'aimantation transversale céde son énergie au réseau. Il n'y a donc pas de limite inférieure pour T_2. La limite supérieure existe parce que le déphasage ne peut se produire si toute l'aimantation transversale a déjà disparu par la relaxation spin-réseau.

Finalement il faut remarquer que dans le cas de la résonance ferrimagnétique discutée dans cet article, le temps de relaxation de la composante de l'aimantation suivant Oz n'est pas égal au T_1 défini ci-dessus, et est en fait une somme de deux exponentielles ainsi qu'on le verrait en résolvant les équations de mouvement. On ne peut donc définir un temps de relaxation unique ainsi qu'on le fait en résonance paramagnétique.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) H. B. CALLEN, *J. Phys. Chem. Solids*, 4, 1958, p. 256.
(2) R. C. FLETCHER, R. C. LE CRAW et E. G. SPENCER, *Phys. Rev.* (sous presse).
(3) P. E. SEIDEN et H. J. SHAW, *J. Appl. Phys.* (sous presse).
(4) N. BLOEMBERGEN et S. WANG, *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 72.
(5) H. SUHL, *J. Phys. Chem. Solids*, 1, 1951, p. 209.

(*Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.*)

MAGNÉTODYNAMIQUE. — *Actions dynamiques, sur un obstacle, d'un liquide conducteur en mouvement, en présence d'un champ magnétique.* Note (*) de MM. **Étienne Crausse** et **Yves Poirier**, transmise par M. Charles Camichel.

Les pressions exercées sur un obstacle par un liquide conducteur en mouvement, ainsi que le coefficient de traînée correspondant, peuvent être notablement modifiés par la présence d'un champ magnétique.

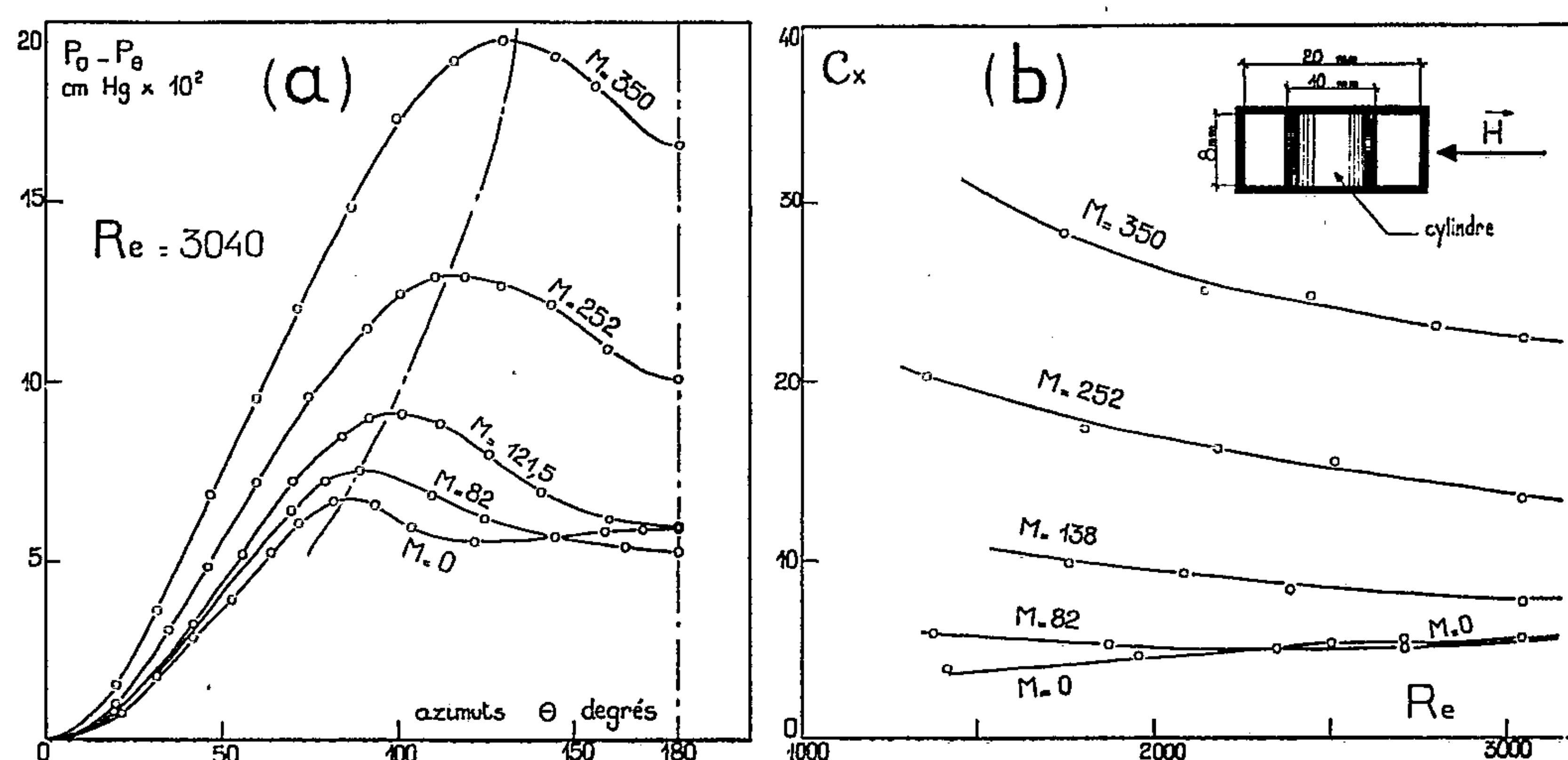
Les pressions exercées sur la paroi d'un obstacle placé dans un liquide en mouvement et le coefficient de traînée correspondant peuvent être notablement modifiés lorsque le liquide est électriquement conducteur et qu'il évolue dans un champ magnétique. La présente Note expose les résultats obtenus à ce sujet.

L'obstacle étudié est un cylindre de section circulaire en matière isolante (diamètre, 10 mm; hauteur, 8 mm) placé dans la partie centrale d'une conduite de section rectangulaire ($20 \times 8\ \text{mm}^2$) également en matière isolante, et s'appuyant sur deux des parois opposées de la conduite, dans laquelle on fait couler du mercure. Un champ magnétique uniforme d'origine extérieure est exercé normalement à la direction générale de l'écoulement et aux génératrices du cylindre (*fig. b*). Ce champ magnétique est produit par un électroaimant dont les pièces polaires (diamètre, 100 mm) s'épanouissent symétriquement de part et d'autre du cylindre, de telle manière que l'intensité du champ soit pratiquement uniforme dans la zone intéressant l'obstacle. Une prise de pression d'azimut réglable, pratiquée sur la paroi du cylindre à mi-hauteur de celui-ci, est reliée à un manomètre sensible à 10^{-2} mm Hg. Le dispositif permet donc de mesurer la répartition des pressions autour du cylindre et d'en déduire par voie graphique le coefficient de traînée C_x correspondant, ceci pour diverses valeurs du débit et du champ magnétique, ou, plus précisément, pour diverses valeurs de chacun des paramètres R_e et M dont il est question ci-après.

Comme il a déjà été signalé en effet par ailleurs (1), l'analyse dimensionnelle montrerait que les phénomènes sont ici sous la dépendance de deux paramètres sans dimensions : le nombre de Reynolds $R_e = VD/\nu$ (V étant la vitesse moyenne au loin en amont, D le diamètre du cylindre, ν le coefficient de viscosité cinématique) et le nombre $M = BD\,(\sigma/\eta)^{1/2}$ (B étant l'induction magnétique, σ la conductivité électrique du liquide, η le coefficient de viscosité absolue). Dans nos expériences, les valeurs atteintes par ces deux paramètres sont respectivement de 3 040 pour R_e et de 408 pour M.

La répartition des pressions autour du cylindre sera représentée en considérant, pour chaque azimut θ, la différence $p_0 - p_\theta$ entre la pression p_0 à la génératrice d'attaque et la pression p_θ correspondant à cet azimut.

Lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique (soit M = o) et pour un R_e donné, l'allure de la courbe des pressions présente l'aspect classique, avec maximum pour un angle au centre θ_m, ici égal à 85° (milieu confiné). Si R_e croît, les pressions varient dans le même sens que R_e, mais θ_m reste sensiblement constant, ainsi d'ailleurs qu'il était à prévoir.



Si M est différent de zéro, et pour une valeur donnée de R_e, on obtient encore l'allure classique de la courbe des pressions, mais θ_m n'est plus le même que précédemment. Il varie en effet avec M, et dans le sens de ce paramètre, en passant par exemple de 85 à 135°, lorsque M croît de o à 350. Les résultats ainsi obtenus sont d'ailleurs indépendants de la valeur choisie pour R_e. La figure *a* montre les résultats obtenus pour $R_e = 3\,040$.

En définitive, θ_m est indépendant du nombre de Reynolds mais dépend essentiellement de M, tout au moins dans les limites de nos expériences.

La figure *b* met en évidence l'influence simultanée de R_e et de M sur le coefficient de traînée C_x. L'influence du champ magnétique sur ce dernier facteur est d'autant plus marquée que M est plus fort et R_e plus faible. Cette figure semble montrer que l'effet du champ doit devenir inappréciable aux grands nombres de Reynolds, les forces d'inertie tendant alors à devenir prépondérantes par rapport aux forces électromagnétiques mises en jeu. L'évolution de la courbe des pressions permet de penser que l'influence du champ magnétique doit se traduire par une modification de forme du sillage, liée à un recul progressif vers l'aval du point de décollement.

On notera cependant que, si les pressions et C_x croissent généralement avec M lorsque R_e reste inchangé, il n'en est plus nécessairement de même quand M est relativement faible. Dans ce cas (par exemple, pour M = 82) les pressions à l'aval du cylindre peuvent être diminuées, ainsi que le coefficient de traînée.

(*) Séance du 28 mars 1960.
(1) E. CRAUSSE et Y. POIRIER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2772.

(*Laboratoire de Physique industrielle, Faculté des Sciences d'Alger.*)

RADIOÉLECTRICITÉ. — *L'éclair magnétique du test nucléaire du 13 février 1960 à Reggane.* Note de M. **Jean Delloue**, présentée par M. Francis Perrin.

Un signal électromagnétique trouvant son origine dans l'explosion nucléaire du 13 février 1960 a été enregistré à 2 500 km de distance, avec un champ mesuré atteignant 0,1 V/m.

Suivant une suggestion faite en 1947 par Y. Rocard et publiée en 1949 (1), une explosion ayant lieu dans l'air doit engendrer un certain signal électromagnétique. Dans le cas particulier d'une explosion nucléaire, le signal devient spécialement important pour trois raisons, la puissance mise en jeu, la richesse et la portée exceptionnelle de l'ionisation créée par les rayons γ, et le maintien dans le temps d'une forte ionisation par les produits de fission. Lors de la première conférence de Genève sur la détection des tests nucléaires (1958), la réception du signal électromagnétique a été mentionnée et discutée.

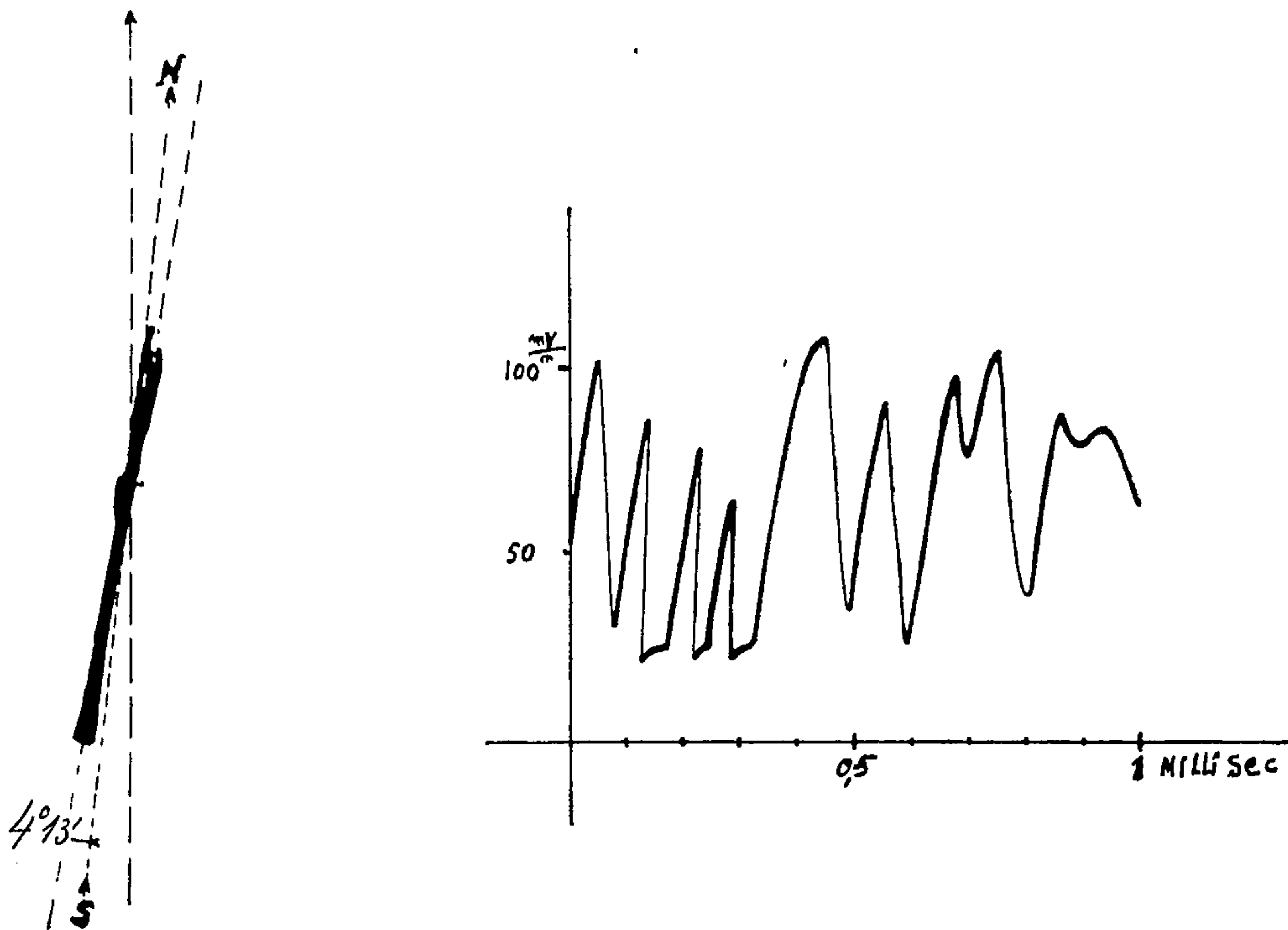
Grâce à des moyens et à du personnel fourni par le Commissariat à l'Énergie Atomique, nous avons pu enregistrer dans la région parisienne, soit à environ 2 500 km du lieu de l'explosion, le signal engendré par l'explosion de Reggane, le 13 février 1960 à 6 h 04. Ce signal arrive évidemment très déformé par la propagation. En fait, il est à la fois nécessaire et suffisant d'écouter dans une bande de fréquence limitée inférieurement vers 3 kHz (au-dessous, trop d'interférences industrielles) et supérieurement vers 12 kHz (au-dessus, de nombreux émetteurs en ondes longues brouillent de manière intolérable).

Nos moyens de réception comportaient une goniométrie instantanée, reproduisant sur un oscillographe cathodique la trace de l'azimuth d'où venait le signal, et un autre récepteur délivrant sur un oscillographe déclenché par le signal la forme d'onde obtenue, avec un balayage s'étendant sur 1 ms environ.

La figure ci-contre reproduit les deux enregistrements obtenus. On remarquera la qualité du relèvement radiogoniométrique. Par contre, le signal d'ondes au cours du temps a été plus fort et a duré plus longtemps que prévu, le balayage en 1 ms est trop court, et dans les trois premiers dixièmes de microseconde, le récepteur présente une saturation assez apparente. *On remarquera la force du signal*, son champ ayant atteint au moins 0,1 V/m à 2 500 km. Si toutefois on cherche à en interpréter la forme on n'y trouve rien qui caractérise l'explosion, ses divers accidents traduisant seulement la complexité de la propagation par réflexions multiples entre l'ionosphère et le sol.

En fait, aux instants précédents et suivants, le signal était accompagné de nombreux parasites constitués par des éclairs donnant lieu à des enre-

gistrements très analogues. Les foyers orageux ainsi décelés étaient toutefois situés dans des directions assez différentes de celle de Reggane et l'intensité de leurs éclairs, à ce moment, notablement moindre, mais il aurait pu en être tout autrement.



A droite : forme du signal électromagnétique enregistré à 2 500 km de Reggane le 13 février 1960.
A gauche : Relevé radiogoniométrique de ce signal.

Les diverses constatations que nous avons faites tant sur cette explosion que sur d'autres antérieures nous conduisent à formuler le vœu qu'un effort expérimental assez ample soit maintenu sur les circonstances qui accompagnent la propagation des ondes longues. C'est d'ailleurs avec ce souci que nous avons indépendamment étudié les caractéristiques des « siffleurs » qui constituent également des parasites à considérer si l'on envisage des signaux tels que celui du 13 février 1960.

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1960; 232, 1951, p. 598.

PHYSIQUE DU SOLIDE. — *Résultats concernant l'oxydation de surfaces de germanium diversement orientées, pour des températures variant de* 500 *à* 800° C, *et des pressions d'oxygène de* 10^{-4} *et* 10^{-3} mm Hg. Note (*) de Mme **Léone Gouskov**, transmise par M. Louis Royer.

L'auteur a observé l'oxydation de surfaces de germanium orientées suivant les plans (100), (110) et (111), à 500° C et 10^{-4} mm Hg et de surfaces de germanium orientées suivant le plan (111) à 600, 700, 800° C et 10^{-3} mm Hg.

1. *Introduction.* — Dans deux Notes précédentes, j'ai étudié, d'une part, l'oxydation à 500° C, sous une pression d'oxygène de 1 atm, de surfaces de germanium orientées suivant (100), (110) et (111), attaquées chimiquement (1) et, d'autre part, l'oxydation, après traitement thermique à 450° C et sous une pression d'air de 10^{-2} mm Hg, de surfaces de germanium (111) polies électrolytiquement (2).

Je donne ici des résultats concernant l'oxydation à 500° C et sous une pression d'oxygène de 10^{-4} mm Hg, de surfaces orientées suivant (100), (110) et (111) et, à 600, 700 et 800° C, sous une pression d'oxygène de 10^{-3} mm Hg, de surfaces (111); ces surfaces ont subi au préalable un polissage électrolytique et un traitement thermique.

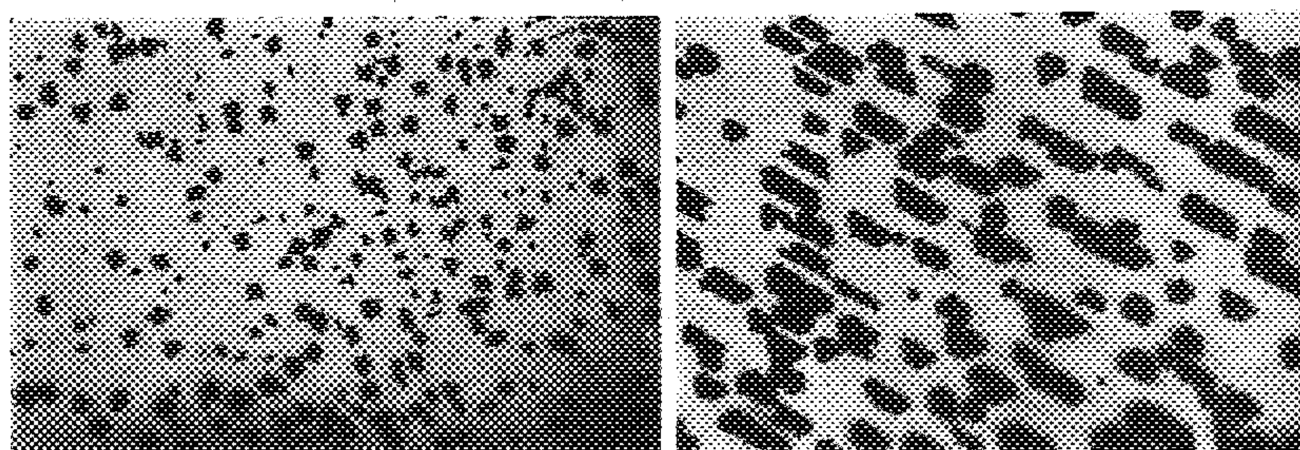
2. *Mode opératoire.* — La préparation des échantillons de germanium et le traitement thermique sont analogues à ceux décrits dans (2), le temps de polissage étant maintenant de 4 mn. Un contrôle de l'état de surface, au diffractographe électronique, permet de vérifier que, après ce polissage, la surface ne comporte plus de couche amorphe. L'échantillon est placé sur une plaque de quartz qui est introduite dans un four, à l'intérieur d'une cloche à vide. Après le traitement thermique, j'ai observé au microscope que l'état de la surface n'était pas modifié. Les échantillons sont ensuite oxydés par de l'oxygène pur et sec. La pression d'oxygène dans la cloche atteint la valeur choisie, en réglant le débit d'arrivée de l'oxygène, au moyen d'une fuite réglable, par rapport au débit de pompage.

3. *Résultats expérimentaux et discussion.* — Dans une première série d'expériences, sous une pression de 10^{-4} mm Hg d'oxygène et à 500° C, une oxydation de 1 h entraîne l'apparition de figures en creux orientées, aux contours plus ou moins nets, et dont les aspects pour des surfaces orientées suivant les plans (100), (110) et (111) sont représentés respectivement sur les clichés 1, 2 et 3.

— Dans une deuxième série d'expériences, sous une pression de 10^{-3} mm Hg d'oxygène et sur une surface d'orientation (111), l'oxydation se manifeste par la formation de figures en relief, aux contours géométriques plus ou moins nets et représentant individuellement une symétrie d'ordre 3. Les clichés 4, 5, 6, 7 et 8 montrent l'aspect de ces surfaces pour

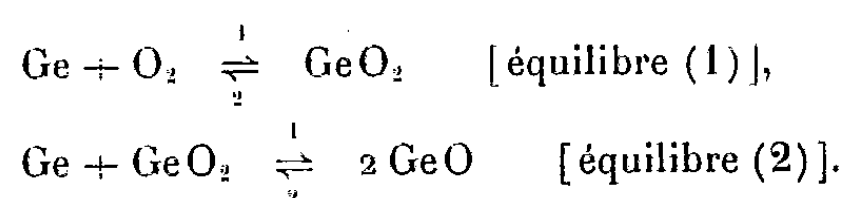
des températures et des durées d'oxydation respectivement égales à (600° C, 30 mn), (700° C, 37 mn), (800° C, 7 mn) et (800° C, 37 mn).

L'interprétation que j'ai pu donner de ces faits est la suivante : Law



Cliché 1 (G × 250). Cliché 2 (G × 250).

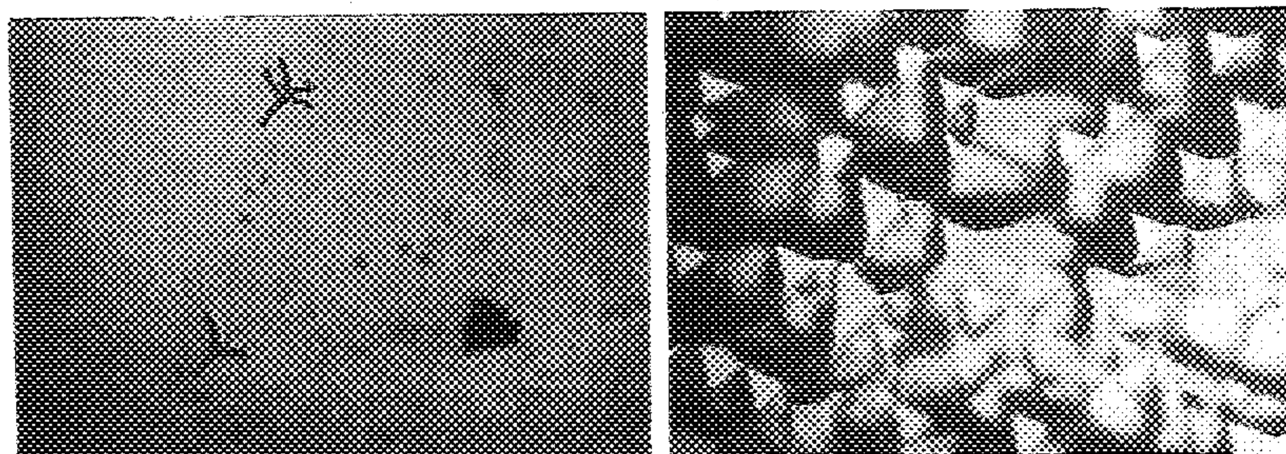
et Meigs ([3]) ont montré que l'oxydation du germanium est régie par



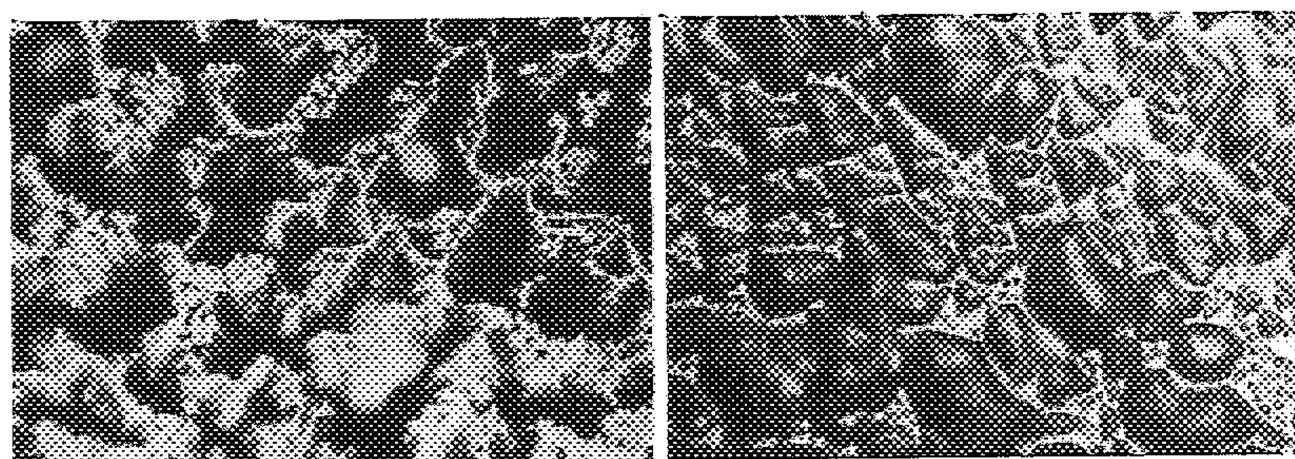
$$Ge + O_2 \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} GeO_2 \quad [\text{équilibre (1)}],$$

$$Ge + GeO_2 \underset{2}{\overset{1}{\rightleftharpoons}} 2\,GeO \quad [\text{équilibre (2)}].$$

Dans les conditions de ces expériences, GeO_2 est solide et stable tandis que GeO est volatil. Tant que la pression d'oxygène reste inférieure à



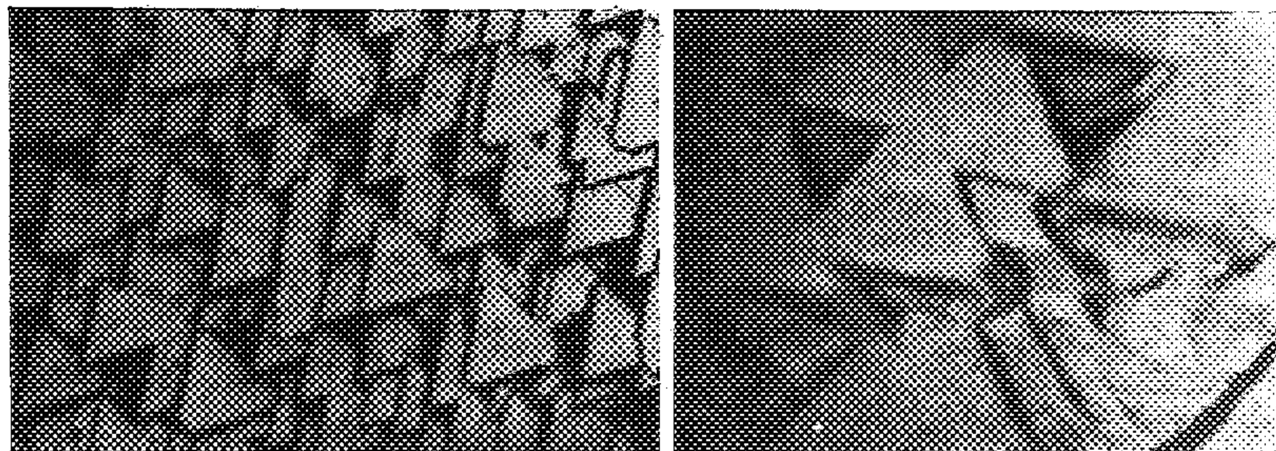
Cliché 3 (G × 250). Cliché 4 (G × 250).



Cliché 5 (G × 250). Cliché 6 (G × 250).

celle caractérisant l'équilibre (1), le germanium n'est pas oxydé : c'est le cas du traitement thermique. Lorsque la pression d'oxygène est suffisante

pour que la réaction (1) évolue dans le sens 1, le germanium s'oxyde sous forme de GeO_2, mais ce dernier disparaît à cause de la réaction (2), sens 1, tant que la pression de GeO reste inférieure à celle caractérisant l'équilibre (2), provoquant ainsi une corrosion : c'est le cas des clichés 1, 2, 3.



Cliché 7 (G × 250). Cliché 8 (G × 250).

Lorsque la pression de GeO a suffisamment augmenté, il y a formation de GeO_2 sur les figures de corrosion précédentes (*voir* clichés 4 à 8); ceci est particulièrement visible sur le cliché 7.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1499.

(2) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 671.

(3) J. T. LAW et P. S. MEIGS, *Semiconductor Surface Physics*, R. H. Kingston, 1957, p. 383-400.

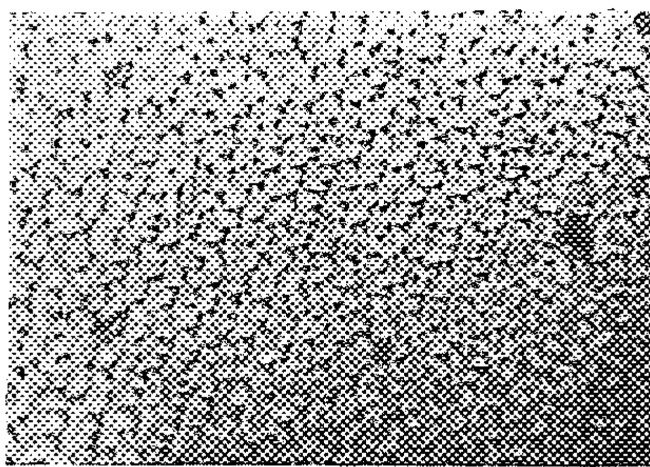
(*Institut d'Études nucléaires de l'Université d'Alger.*)

PHYSIQUE DU SOLIDE. — *Étude au diffractographe électronique de la croissance épitaxique de couches d'oxyde cuivreux sur monocristal de cuivre.* Note (*) de Mme **Josiane Bougnot**, transmise par M. Louis Royer.

L'auteur étudie, en fonction de la durée d'oxydation, la formation de couches monocristallines d'oxyde cuivreux, croissant épitaxiquement sur la face orientée suivant le plan (111) de monocristaux de cuivre. Le caractère monocristallin de ces couches est contrôlé au diffractographe électronique.

1. *Introduction.* — Dans une Note antérieure ([1]), j'ai étudié la formation de cristallites d'oxyde cuivreux sur des faces orientées suivant les plans (100) (110), (111) et (311) de monocristaux de cuivre. Je donne les résultats relatifs à une étude de l'oxydation en fonction du temps, d'une face orientée suivant le plan (111) du cuivre dans le but d'obtenir des couches monocristallines épaisses et continues d'oxyde cuivreux. L'oxydation est conduite sous une pression d'oxygène de $7,5.10^{-2}$ mm Hg alors que de nombreux auteurs [([2]) à ([5])] ont étudié l'oxydation thermique du cuivre en opérant à des pressions de l'ordre de 1 mm Hg ou supérieures.

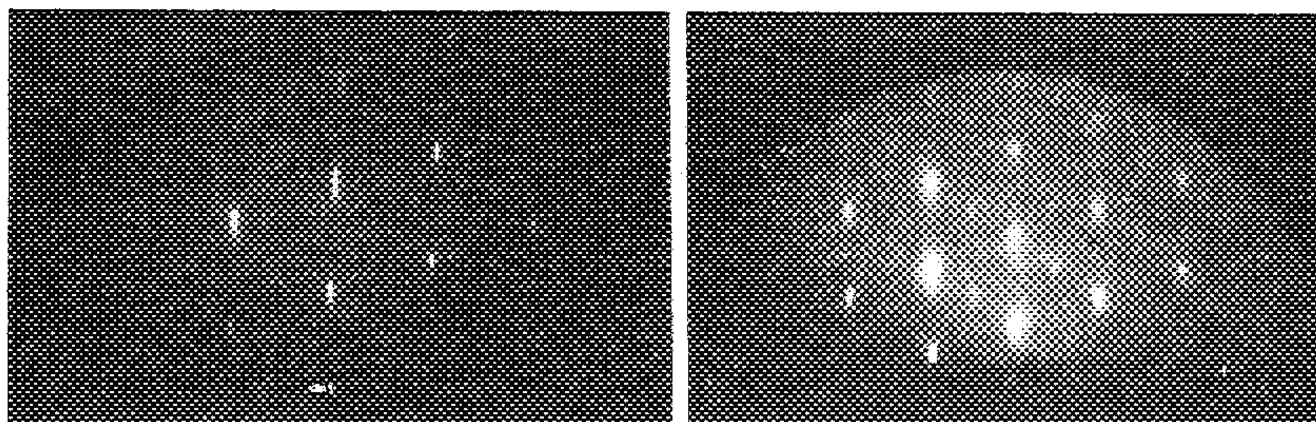
2. *Mode opératoire.* — L'orientation du support est déterminée aux rayons X, et, après les traitements mécanique, chimique et électrolytique décrits dans ([1]), le caractère monocristallin de la face du cristal support est contrôlé au diffractographe électronique. L'oxydation est toujours précédée d'un chauffage à 500° C durant 1 h sous un vide de 10^{-5} mm Hg. De l'oxygène pur et sec est ensuite introduit continûment dans l'enceinte contenant le four, durant un temps variable t, la température du four étant maintenue à 500° C et la pression à $7,5.10^{-2}$ mm Hg. L'oxydation étant terminée, au bout du temps t, on arrête l'arrivée d'oxygène, on laisse refroidir l'échantillon, puis on le contrôle au microscope optique et au diffractographe électronique.



Cliché 1 (G × 250).

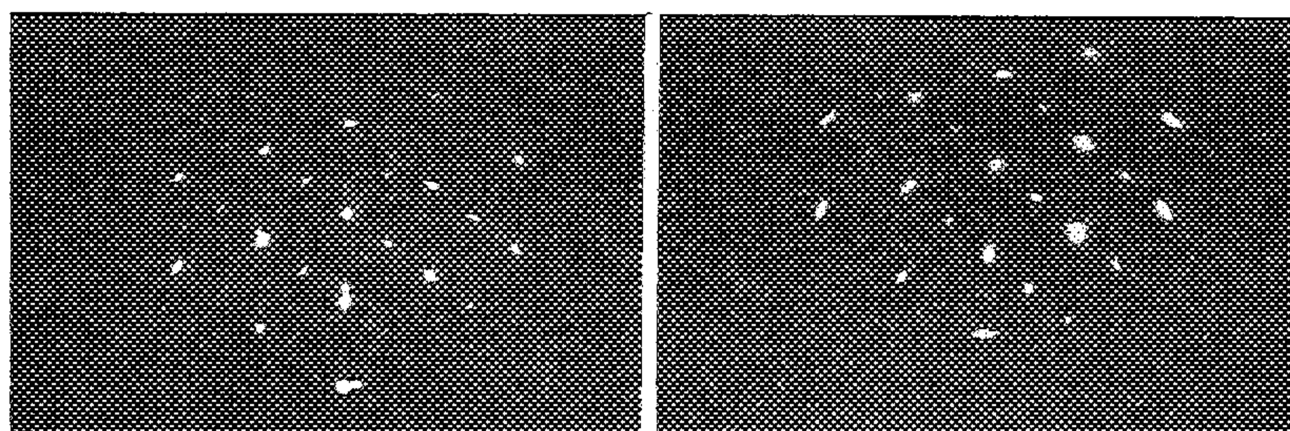
3. *Résultats expérimentaux.* — Je donne ici les résultats d'une série d'oxydations correspondant aux valeurs suivantes de t : 6, 30 et 120 mn.

L'examen au microscope optique de l'oxyde cuivreux montre que celui-ci se présente d'abord, pour $t = 6$ mn, sous la forme d'une juxtaposition de cristallites triangulaires plus ou moins jointifs (cliché 1); pour une durée d'oxydation plus longue, on parvient à une couche continue d'oxyde



Cliché 2. Cliché 3.

d'autant plus épaisse que t est plus grand et l'aspect monocristallin ne peut plus être mis en évidence au microscope optique à cause de la continuité de la surface. Les diagrammes de diffraction électronique obtenus



Cliché 4. Cliché 5.

par réflexion suivant l'azimuth [110] montrent que la couche est une face (111) de l'oxyde cuivreux. Les clichés 2, 3, 4, 5 donnent un aspect de la croissance de l'oxyde en fonction du temps d'oxydation, soit 0, 6, 30 et 120 mn.

4. *Interprétation des diagrammes.* — L'examen au microscope optique des cristallites de Cu_2O [1] sur la face (111) du cuivre a montré que le plan d'accolement du Cu_2O est un plan (111) et que ces cristallites présentent tous une orientation unique. En effet, ce fait est confirmé par l'absence de points supplémentaires dans le diagramme, qui proviendraient de la formation de macles dues à une double orientation. Par contre, nous constatons sur les diagrammes du Cu_2O, la présence de points supplémentaires correspondant à des réflexions interdites d'après le facteur de structure. Ces points sont dus à la diffraction secondaire (*fig.* 6). D'autre part,

un repérage en orientation du monocristal de cuivre avant et après oxydation permet d'affirmer que l'axe [110] de l'oxyde cuivreux est parallèle à l'axe [110] du cuivre.

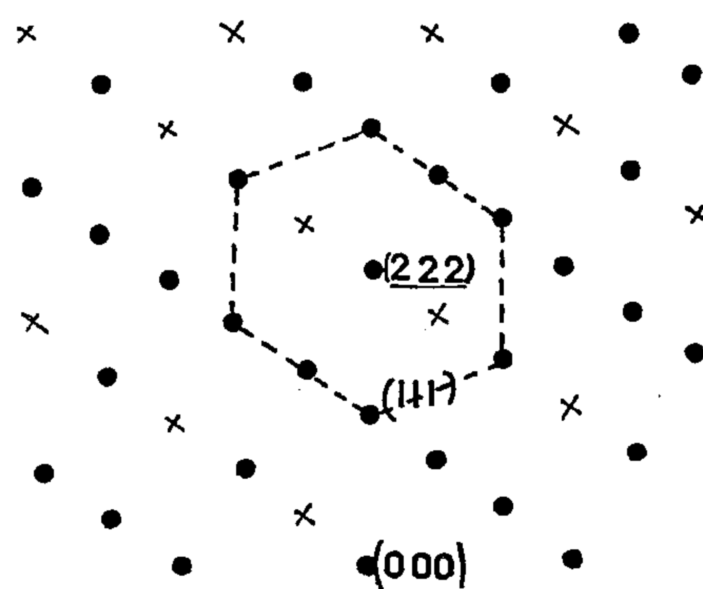
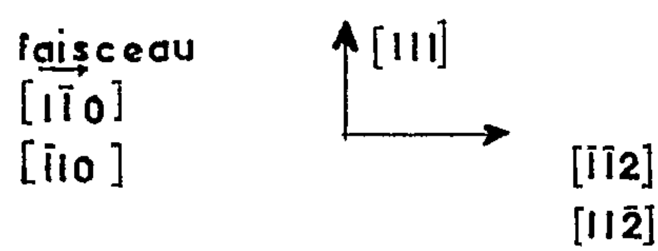


Fig : 6



• Reflexions normales

+ Reflexions interdites à cause du facteur de structure

(*) Séance du 28 mars 1960.
(1) J. Bougnot et N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1683.
(2) Y. N. Trehan et A. Goswami, *Trans. Faraday Soc.*, 54, 1958, p. 1703-1708.
(3) F. Bouillon, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, 60, 1951, p. 451-458.
(4) K. R. Lawless et A. T. Gwathmey, *Acta Metallurgica*, 4, 1956, p. 153-163.
(5) W. W. Harris, F. L. Ball et A. T. Gwathmey, *Acta Metallurgica*, 5, 1956, p. 574-581.

(*Institut d'Études nucléaires de l'Université d'Alger.*)

ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES. — *Modification de la structure en temps du faisceau du synchrocyclotron.* Note de M. **André Cabrespine**, présentée par M. Francis Perrin.

Les conditions d'utilisation du faisceau externe d'un synchrocyclotron pour les expériences de Physique nucléaire peuvent être considérablement améliorées en multipliant le nombre de jets de particules grâce à un dispositif électronique agissant sur les dernières trajectoires.

Le synchrocyclotron fournit un faisceau de particules accélérées pulsé au rythme de la fréquence de modulation de la tension d'accélération. Ces impulsions macroscopiques de faisceau ont des durées très faibles par rapport à la période de modulation. Ainsi le synchrocyclotron d'Orsay [1] fournit un faisceau externe de protons de 157 MeV en impulsions dont la durée est de 25 μs environ toutes les 2 200 μs, ce qui correspond à une utilisation effective du temps d'environ 1 %. Par contre, l'intensité de crête du faisceau peut être très supérieure au maximum acceptable par les appareils électroniques de mesure des particules.

A la suite de discussions avec MM. Verster et Keller [1], [2], [3], [4], nous nous sommes fixé pour but d'améliorer la structure en temps du faisceau pour augmenter le rendement des appareils d'utilisation, diminuer les temps d'expériences et augmenter la précision statistique obtenue.

Pour cela, nous nous sommes proposé d'arrêter le programme de fréquence principal du synchrocyclotron juste avant la sortie du faisceau et d'ajouter un programme auxiliaire d'accélération à modulation de fréquence rapide agissant seulement sur les derniers tours des trajectoires.

1. *Programme principal.* — Le programme de fréquences normal du synchrocyclotron d'Orsay est représenté sur la figure 1.

L'impulsion sort à l'instant t_1, c'est-à-dire pour une fréquence de sortie de 20,55 MHz. En réalité, l'impulsion durant 25 μs, la fréquence varie de 100 kHz pendant la durée de la sortie de l'impulsion de faisceau.

a. Dans ces conditions nous avons pu, en bloquant l'oscillateur haute fréquence pendant la sortie de l'impulsion, faire sortir celle-ci à l'instant t_2. Le rendement de cette opération est très voisin de 100 %. Nous avons pu aussi obtenir deux impulsions en plaçant le créneau de blocage de façon à couper en deux l'impulsion primaire sortant en t_1 ; il sort alors une impulsion à l'instant t_1 et une impulsion à l'instant t_2 (*fig.* 2).

b. En bloquant l'oscillateur de façon à encadrer les instants t_1 et t_2, le faisceau ne peut plus sortir. La largeur de la coupure doit être alors au minimum d'environ 300 μs.

2. *Programme auxiliaire.* — Une électrode auxiliaire d'accélération en forme de C a été introduite dans la chambre d'accélération comme indiqué sur la figure 3. Une tension haute fréquence de quelques milliers de volts,

modulée en fréquence avec une excursion de fréquence maximale de 500 kHz, peut être appliquée entre cette électrode et la masse.

a. Lorsque le programme principal de fréquences et le programme auxiliaire sont appliqués simultanément il n'y a pratiquement rien de changé. Les impulsions sortent toujours avec la même phase toutes les 2 200 μs.

b. Par contre, si l'on coupe périodiquement le programme principal comme indiqué en 1 *b*, le régime de sortie des impulsions de faisceau est complètement bouleversé et l'on peut passer à des régimes de synchrocy-

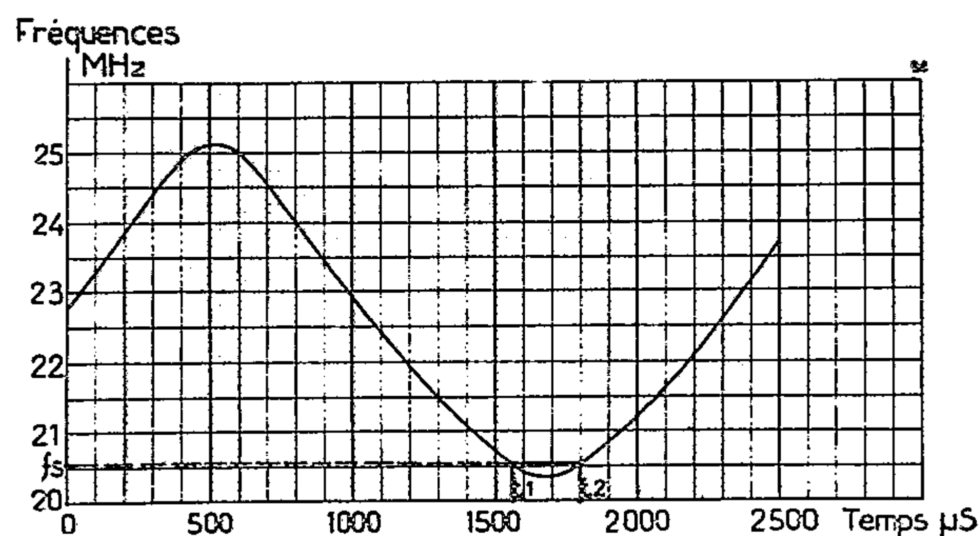


Fig. 1.

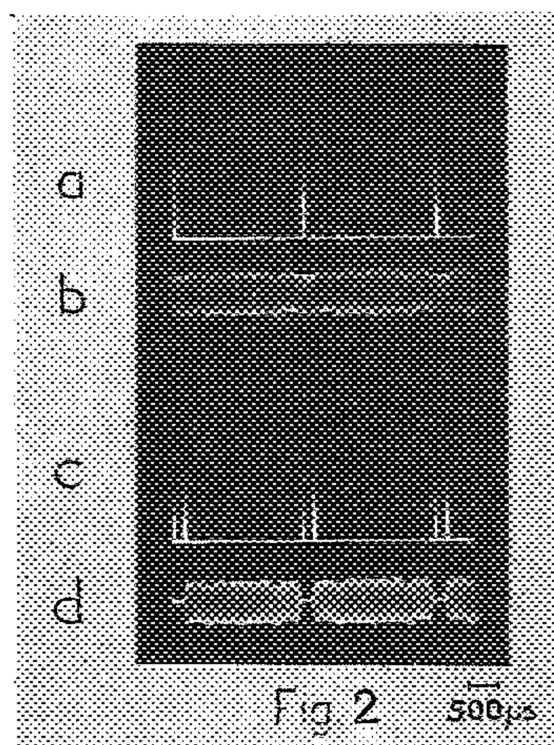


Fig. 1. — Programme de fréquences principal du synchrocyclotron d'Orsay.
Fig. 2. — *a*, impulsions normales; *b*, programme de fréquence principal; *c*, impulsions dédoublées; *d*, programme permettant d'obtenir les impulsions dédoublées.

clotron à fréquence de modulation très élevée ou à des régimes stochastiques (2), (3), (4). Dans tous les cas, les impulsions sont réparties sur toute la période de 2 200 μs.

Les paramètres essentiels sont :

1° la phase de la coupure du programme principal;

2° la fréquence et la forme de la modulation de fréquence de la tension auxiliaire;

3° l'amplitude de cette tension;

4° l'excursion de fréquence du programme auxiliaire.

Pour une excursion de fréquence allant de 20,5 à 21 MHz, la tension d'accélération du programme principal étant nettement plus importante que celle du programme auxiliaire et la fréquence de modulation étant de 10 000 Hz par exemple, on peut observer successivement en modifiant la phase de la coupure 1 *b* dans le sens des avances :

1° un fonctionnement synchrocyclotronique à 10 000 impulsions/s;

2° un fonctionnement stochastique ensuite.

Cela se justifie par la perte du synchronisme de phase lorsque l'intervalle dans lequel le programme auxiliaire agit seul devient suffisamment large.

Pour les fréquences de modulation faibles la plage de fonctionnement synchrocyclotronique s'élargit; par contre, pour les fréquences suffisamment élevées, on ne peut pratiquement plus obtenir le synchronisme.

Les photographies ci-dessous (*fig.* 4) sont les oscillogrammes des impulsions de faisceau externe et de la tension haute fréquence du programme

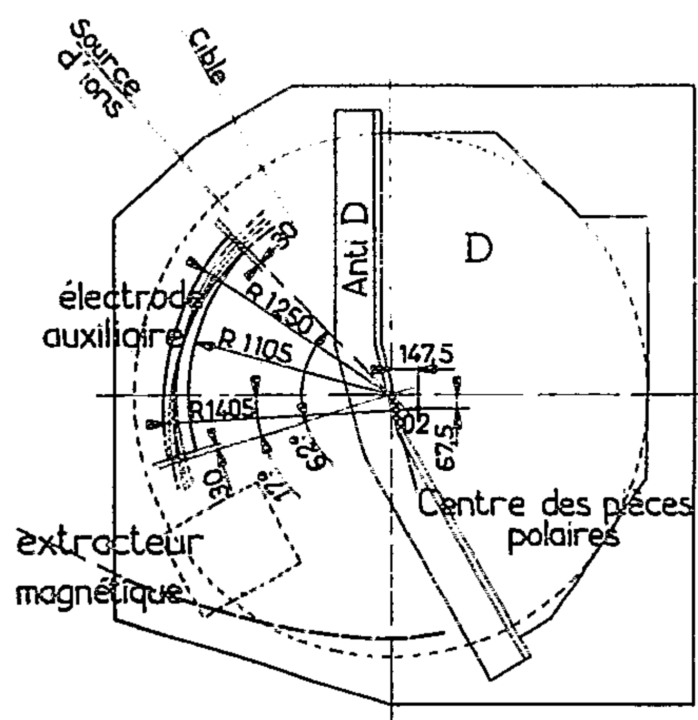


Fig. 3.

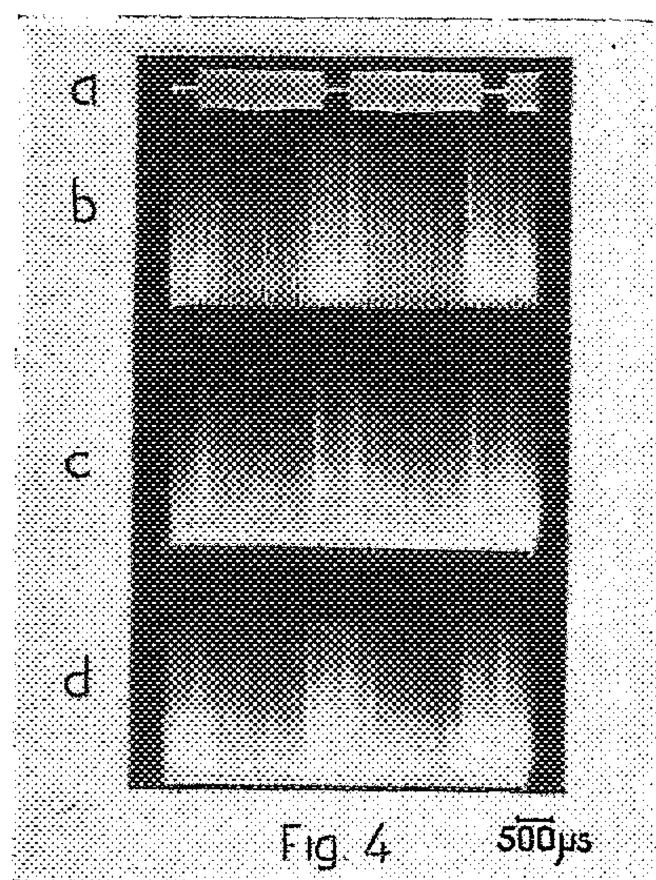


Fig. 3. — Synchrocyclotron d'Orsay.
Plan de la chambre d'accélération après introduction de l'électrode auxiliaire.

principal. La puissance haute fréquence appliquée à l'électrode auxiliaire est de 2 à 3 kW.

Le rendement global dans ces conditions peut être apprécié en mesurant l'intensité moyenne du faisceau avec et sans coupure du programme principal, à l'aide d'une chambre à ionisation proportionnelle et d'un intégrateur. Il peut atteindre et dépasser 50 %. Une répartition à peu près uniforme en intensité pendant la période de 2 200 μs est obtenue avec un rendement de 25 %. Ces mesures se poursuivent actuellement ainsi que l'étude de l'influence de la forme de la modulation de fréquence.

(1) N. F. Verster, *Symposium C. E. R. N.*, 1956, p. 153 [*Revue Technique Philips* (sous presse)].

(2) R. Keller et K. H. Schmitter, *C. E. R. N.*, 58, n° 13, 1958.

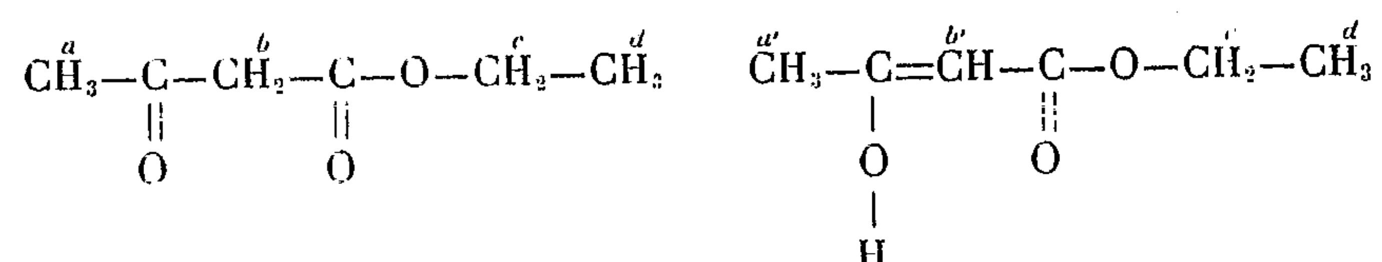
(3) R. Keller, L. Dick et M. Fideraco, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3154.

(4) R. Keller, *Int. Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, C. E. R. N.*, 1959, p. 187.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude par résonance magnétique nucléaire, de l'action de différents solvants sur l'acétylacétate d'éthyle.* Note (*) de Mme **Claude Giessner-Prettre**, présentée par M. Jean Lecomte.

Nous nous sommes proposée d'étendre à l'acétylacétate d'éthyle les études antérieures, par résonance magnétique nucléaire, sur l'isomérie céto-énol de l'acétylacétone [1], [2], [3] : Proportions de forme énol de l'acétylacétate d'éthyle dans divers solvants. Déplacement de la raie CH_2 cétonique. Action de solvants très basiques.

1. *Étude, à l'aide des raies* CH_3—, *des modifications de l'équilibre céto-énol pour divers solvants organiques.* — L'acétylacétate d'éthyle peut exister sous deux formes : céto ou énol.



Le spectre de résonance magnétique nucléaire (Trüb Täuber, 25 MHz, repère cyclohexane, bandes latérales) de l'acétylacétate d'éthyle *pur* montre deux raies nettement distinctes vers 13 et 20 Hz pour les deux groupes de protons CH_3— *a'* et *a*. Nous avons mesuré leurs intensités relatives et montré qu'il existe, dans le produit *pur*, 7 % *de forme énol*, ce qui est conforme au résultat obtenu par voie chimique.

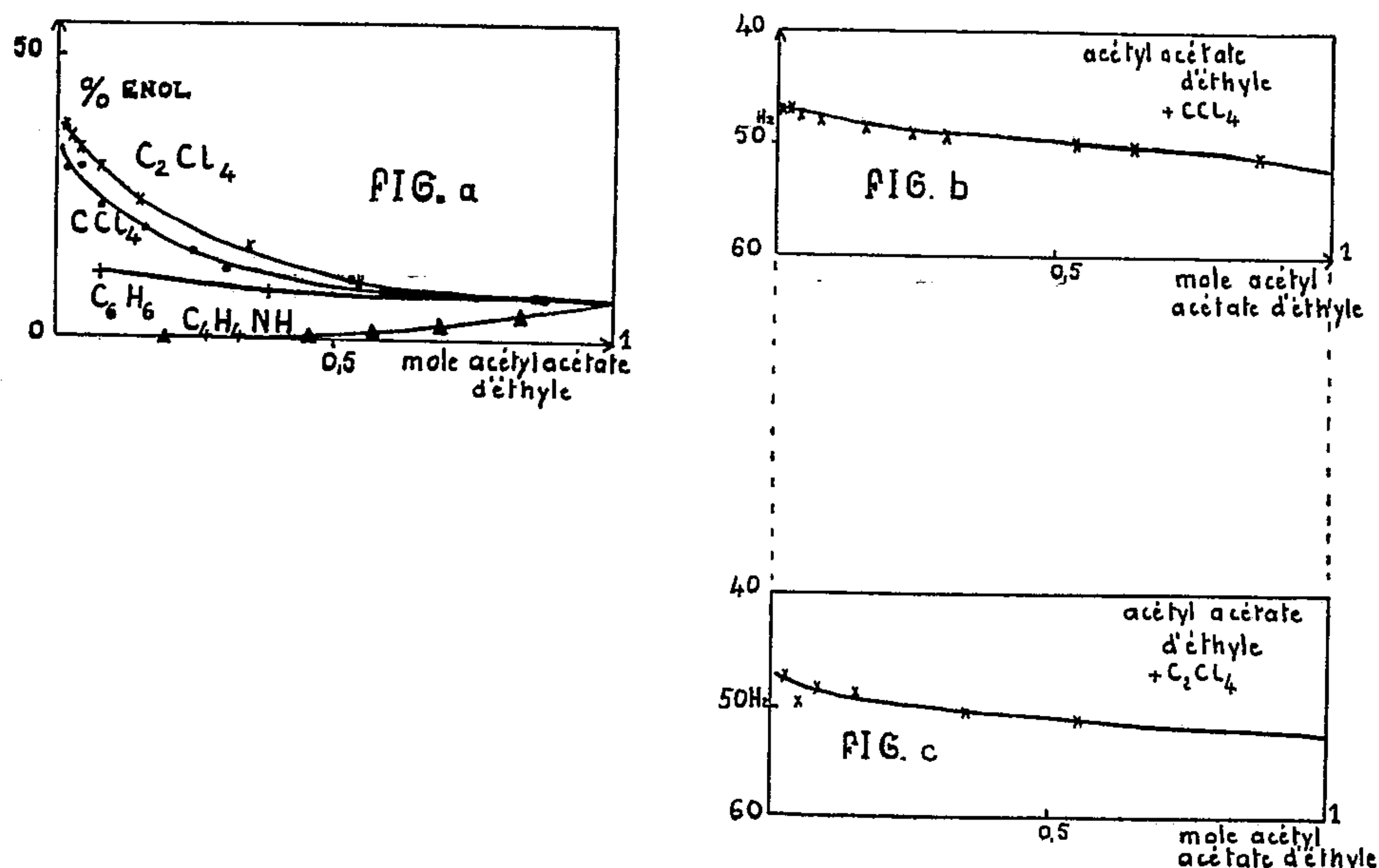
Les spectres de solutions d'acétylacétate d'éthyle dans le *tétrachlorure de carbone, le tétrachloréthylène et le benzène*, montrent que le *pourcentage de forme énol augmente* par dilution de l'acétylacétate d'éthyle. Par contre, lorsque le *pyrrole* est utilisé comme solvant, le pourcentage de forme énol *diminue* rapidement par dilution (il n'est plus mesurable pour une solution contenant 0,2 M d'acétylacétate d'éthyle et 0,8 M de pyrrole, *fig. a*). Il semblerait, qu'à dilution infinie dans le tétrachlorure de carbone et le tétrachloréthylène (*fig. a*), il y ait des quantités sensiblement égales de forme céto et de forme énol : ce résultat est obtenu par extrapolation des courbes (des solutions de concentration inférieure à 0,0075 M n'ont pu être étudiées).

D'autres solvants, tels que la pyridine ou le chloroforme, ne paraissent pas modifier l'équilibre.

Nos résultats sont en accord avec la théorie selon laquelle les solvants, dont le moment dipolaire est nul ou faible, favorisent la forme énol [4], et les résultats expérimentaux de Reeves pour l'acétylacétone [1].

2. *Étude de la raie* —CH_2— *cétonique.* — Les spectres de solutions d'acétylacétate d'éthyle, dans le tétrachlorure de carbone, le tétrachloréthylène et le benzène, montrent un *déplacement de la raie* —CH_2— cétonique (*b*) vers les champs élevés (*fig. b* et *c*). Ce déplacement correspondrait à une désassociation des molécules d'acétylacétate d'éthyle, qui sont

sous la forme céto [CH_2— (*b*), créerait l'association avec —C=O]. Par contre, les mélanges acétylacétate d'éthyle-*pyrrole* ne montrent *aucun déplacement* de la raie *b*. Ceci peut s'expliquer par la formation d'un complexe; la naissance d'un pont d'hydrogène, entre le —NH du pyrrole et l'oxygène cétonique, expliquerait le bloquage des molécules sous la forme céto, et le fait que la raie *b* ne se déplace pas. De plus, ces résultats sont en accord avec ceux qui correspondent aux mélanges acétylacétone-pyrrole ([1]), ([3]).



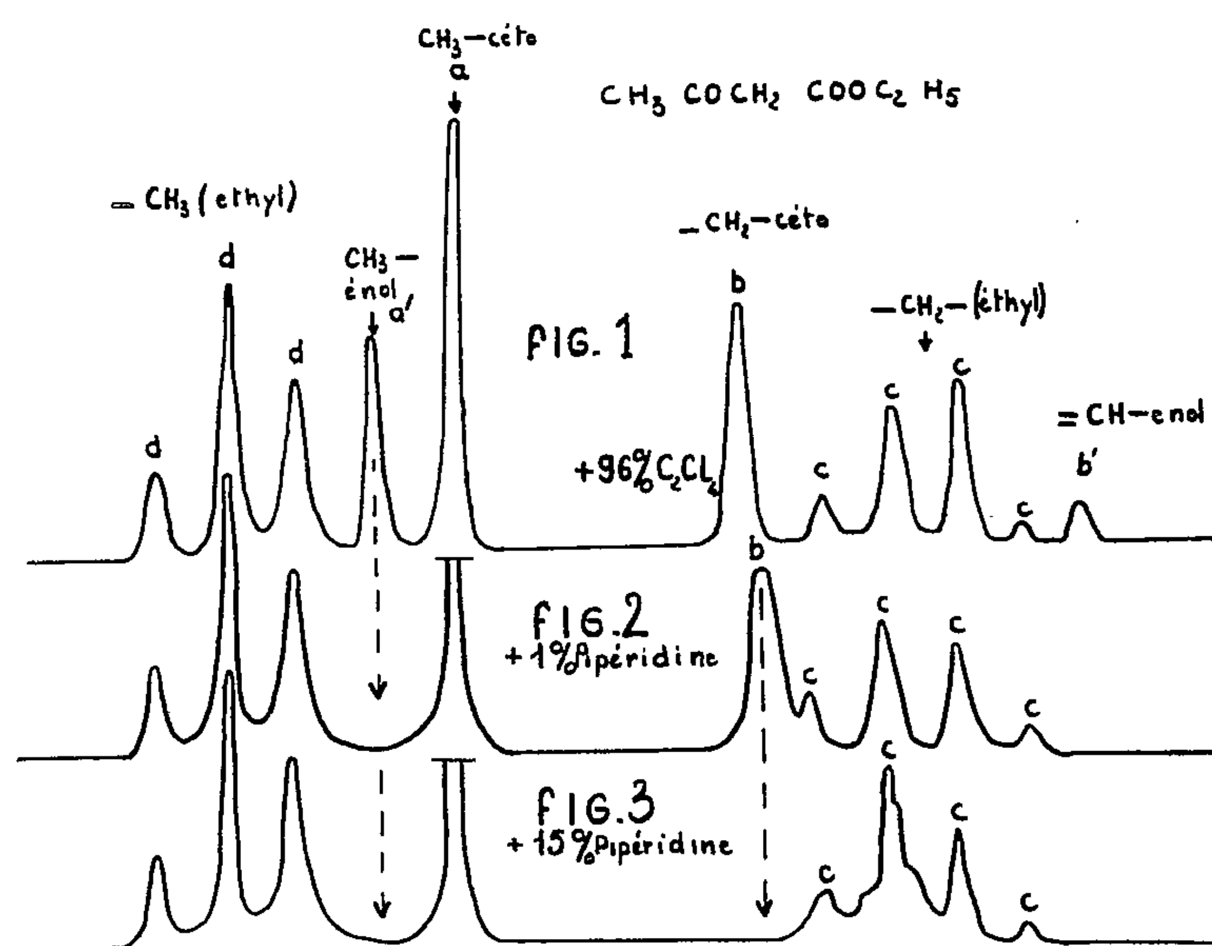
3. *Action de solvants très basiques.* — Les solvants utilisés ont été (par ordre décroissant des pK) la morpholine, la triéthyleamine et la pipéridine, en se basant sur les résultats obtenus par G. Mavel ([5]). Ces solvants ne favorisent pas la forme énol; pour moins de 1 % de pipéridine, la *raie a'* (CH_3— énol) et la *raie b'* (=CH—) *disparaissent complètement* (*fig.* 2). Lorsque la concentration en acétylacétate d'éthyle diminue, *la raie b* (—CH_2—) *s'aplatit et disparaît même totalement pour* 15 % *de pipéridine* par exemple (*fig.* 2 et 3). Ce phénomène se produit pour des mélanges de plus en plus concentrés en acétylacétate d'éthyle, lorsqu'on passe de la morpholine à la triéthyleamine et à la pipéridine.

Dans le cas de la morpholine et de la pipéridine, ce phénomène peut s'expliquer par un mécanisme d'échange entre les hydrogènes très acides du —CH_2— cétonique et le groupement —NH très basique du solvant.

Mais, dans le cas de la triéthyleamine, ce phénomène ne peut s'interpréter que par une ionisation de la molécule d'acétylacétate d'éthyle.

4. *Recherche du —OH énolique.* — La raie du groupement OH énolique n'est jamais apparue (même lorsque le pourcentage de forme énol était élevé) sur les spectres des solutions binaires citées ci-dessus. Par contre,

en ajoutant quelques gouttes d'acide chlorhydrique pour affiner les raies, dans CCl_4 ou C_2Cl_4, on voit apparaître, suivant les cas, deux raies. La première se trouve aux environs de 150 Hz du repère cyclohexane, et la seconde vers 260 Hz. Vraisemblablement, la première correspond à un



phénomène d'échange entre l'acide et le OH énolique, la seconde a la position normale d'un OH énolique (sa position reste comparable à celle observée pour l'acétylacétone).

(*) Séance du 28 mars 1960.

(¹) L. W. REEVES, *Canad. J. Chem.*, 35, 1957, p. 1351-1365.
(²) M. et R. FREYMANN, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 677.
(³) F. J. BALTA CALLEJA, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1101.
(⁴) M. J. S. DEWAR, *The Electronic Theory of Organic Chemistry*, Oxford, 1952, p. 101.
(⁵) G. MAVEL, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1753.

(*Laboratoire de Spectroscopie hertzienne, Sorbonne.*)

RAYONS COSMIQUES. — *Relations entre les perturbations d'intensité du rayonnement cosmique et la structure de l'activité solaire.* Note (*) de MM. **André Fréon, Jean-Pierre Legrand** et **Michel Trellis**, présentée par M. André Danjon.

1. Dans des publications antérieures nous avons étudié, d'une part, certains types de perturbations auxquelles Legrand a donné le nom de « prébaisses » ([1]), ([2]) et d'autre part, la stabilité de phase des variations récurrentes du rayonnement liées à la période de rotation solaire, stabilité qui implique une permanence d'activité de certaines régions solaires ([3]), ([4]) qui a été effectivement observée dans l'étude de la couronne ([5]). Nous avons cherché à préciser les relations entre ces divers phénomènes. Les résultats que nous résumons ici sont relatifs à la période allant du 15 avril 1957, début de la rotation solaire n° 1386 au 8 août 1959, fin de la rotation n° 1416, soit durant 31 rotations solaires consécutives.

2. Comme indice de l'activité solaire on a pris l'intensité de la raie coronale 5 303 Å. La courbe C (*fig.* 1) donne les écarts en pour-cent par rapport à l'intensité moyenne de cette raie, intégrée pour toute la période envisagée, entre les latitudes 0° et 60° Nord, en fonction de la longitude solaire (coordonnées de Carrington).

L'activité Sud durant la même période, bien que présentant certains caractères communs avec l'activité Nord, est moins significative. Son niveau moyen et ses variations sont plus faibles.

Les valeurs moyennes journalières de l'intensité du rayonnement cosmique et les jours de début des prébaisses ont été ordonnées en fonction de la longitude du méridien central solaire à midi le jour de chaque observation. La courbe I (*fig.* 1) donne les écarts en pour-cent par rapport à la moyenne de l'intensité de la composante nucléaire du rayonnement (détecteurs de neutrons des stations du Pic-du-Midi, France et de Port-aux-Français, îles Kerguélen). La liste des débuts de prébaisses, détectées à la station de Limeil-Brévannes (télescope sans écran absorbant) a été établie après comparaison avec les enregistrements (mésons μ et neutrons) des deux stations précédentes. On a ainsi retenu 25 cas de prébaisses de types I, II et III (suivies d'orage cosmique) et 21 cas de prébaisses type IV (non suivies d'orage) ([2]).

3. La courbe C (couronne) présente un net maximum vers 320° de longitude, fait déjà signalé dans les publications précédentes ([5]), ([3]), ([4]) ainsi qu'un maximum secondaire vers 100°. La flèche indique le sens de rotation du Soleil, d'Est en Ouest.

La stabilité de phase des variations récurrentes de l'intensité cosmique, constatée antérieurement ([3]) pour la période allant du 1er octobre 1956 au 6 juin 1958, s'est maintenue jusqu'à la fin de la période que nous consi-

dérons ici. La courbe I (*fig.* 1) résulte de la superposition de 31 séquences consécutives présentant entre elles des caractères récurrents communs. Une région de pente négative maximale peut donc, statistiquement s'interpréter comme celle où ont lieu le plus grand nombre de débuts d'orages cosmiques (phase initiale descendante). On observe deux régions de ce type (en traits forts sur la courbe) qui coïncident sensiblement avec les maximums d'intensité coronale. De même, le minimum *m* de la courbe doit

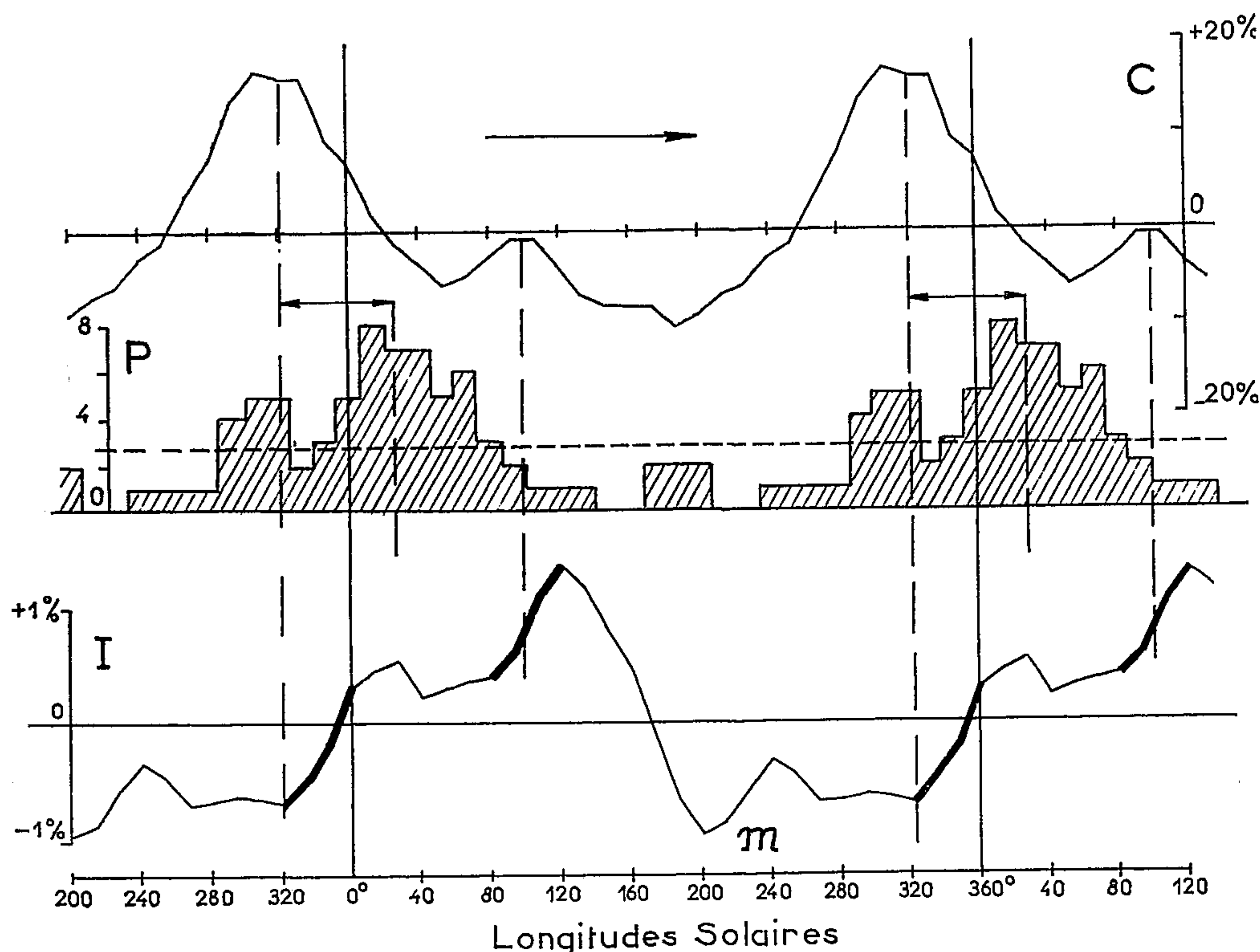


Fig. 1.

coïncider avec le moment de la période auquel prennent fin le nombre maximal de phases initiales des orages. Cette relation entre l'intensité du rayonnement et l'activité solaire est conforme à ce qu'on en connaît déjà : Les orages débutent, en moyenne, au moment où les centres actifs solaires arrivant vers le centre du disque, les jets de particules solaires, sensiblement radiaux, passent au voisinage de la Terre. La fin de la phase décroissante a lieu, en moyenne, 5 jours après le passage du centre actif au méridien central. Cette valeur est précisée par la courbe I/C (*fig.* 2), qui donne le coefficient de corrélation entre les deux courbes I et C de la figure 1 en fonction de leur décalage relatif. Le décalage observé est en accord avec la somme du temps de transit Soleil-Terre des particules (1 à 2 jours) et de la durée moyenne de la phase initiale des orages.

4. Il ne semble pas possible d'expliquer par le même mécanisme les

relations entre les prébaisses et l'activité solaire. L'histogramme P (*fig.* 1), donne le nombre des débuts de prébaisses pour chaque jour de la rotation solaire. Sa caractéristique essentielle est l'accumulation des événements vers la longitude 40°. Le nombre maximal de débuts de prébaisses a donc lieu plusieurs jours avant le passage de la zone d'activité maximale au centre du disque. La courbe de corrélation P/C (*fig.* 2) obtenue comme précédemment, précise que ce décalage est de 5 à 6 jours, c'est-à-dire que les prébaisses débutent, en moyenne, peu après l'apparition des centres actifs au bord Est du disque solaire.

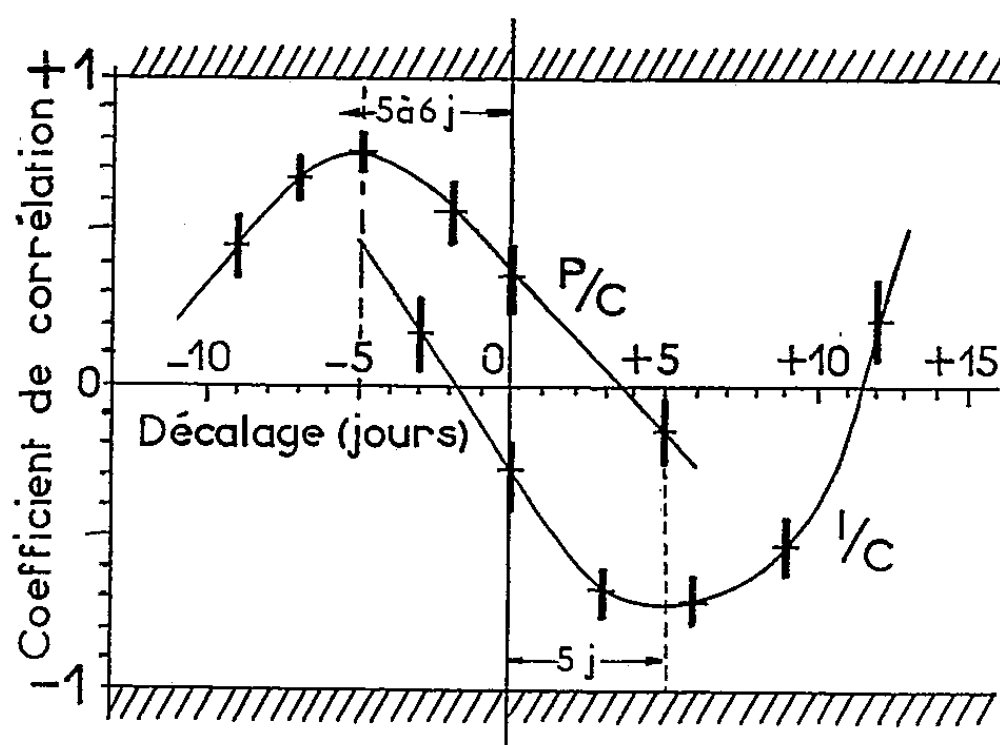


Fig. 2.

On peut penser, et c'est l'explication que nous proposons au titre d'hypothèse de travail, que ces prébaisses sont dues à l'effet de nuages de particules, peut être moins intenses que les jets radiaux responsables des orages, mais émis d'une façon plus continue et plus isotrope. Le délai de 1 à 2 jours observé entre l'apparition des zones actives à l'extrême bord Est du disque et le début des prébaisses est en accord avec une telle explication.

L'analyse détaillée du groupe de perturbations des 11, 15 et 17 juillet 1959, que nous venons d'effectuer, est compatible avec l'existence de ces deux mécanismes : Le centre actif 5265 est le siège d'une éruption 3^+ le 10 alors qu'il est au voisinage du bord Est, la première perturbation commence 36 h plus tard, elle est suivie d'un *palier* qui dure plus de 3 jours. Deux nouvelles éruptions du même centre, 3^+ et 3, ont lieu les 14 et 16, alors qu'il se trouve au voisinage du centre du disque. Ces deux éruptions sont suivies à 30 et 19 h d'intervalle d'orages cosmiques du type Forbush (phase remontante de restitution suivant immédiatement la phase initiale descendante).

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) J. P. LEGRAND, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 70.

(2) J. P. LEGRAND, *Ann. Géophys.*, 16, fasc. I (sous presse).

(3) A. FRÉON, J. BERRY et J. P. COSTE, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 674.

(4) A. FRÉON, *Comptes rendus, Congrès de Moscou*, juillet 1959 (sous presse).

(5) M. TRELLIS, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1964.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la résistivité électrique d'une phase de gallium instable à la pression atmosphérique.* Note (*) de MM. **Louis Bosio**, **André Defrain** et **Israël Epelboin**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Nous avons signalé qu'il est possible de refroidir notablement le gallium surfondu et que, lorsque la surfusion cesse, la courbe représentative de la température en fonction du temps peut présenter un palier important à $-16,3 \pm 0,2^\circ$ C. A l'époque, nous avons supposé que ce palier correspondait à la formation d'une phase instable à la pression atmosphérique. Depuis, des études par diffraction des rayons X ont prouvé qu'il s'agit d'une phase solide dont la structure cristalline est différente de celle du gallium usuel (ou gallium I). Des diagrammes de cristal tournant, portant sur des oscillations utiles de 30° du porte-échantillon contenant 5 g de gallium, ont montré qu'à la température θ_2, il se forme un monocristal ([1]). D'autre part, des mesures de changements de volume ([2]) ont prouvé que la phase ainsi obtenue est plus dense que le liquide et par conséquent, plus dense que le gallium I. Des études de résistivité que nous décrirons ici confirment que cette nouvelle phase est plus compacte que la phase solide ordinaire.

Par suite de la durée de vie très limitée de la phase instable, nous étudions la variation de la résistivité électrique pendant la solidification du métal à la température θ_2. Connaissant la résistivité du liquide ([3]), nous en déduisons celle de la phase instable après la solidification totale du métal. Le métal liquide est réparti en plusieurs branches perpendiculaires deux à deux et constituées par des tubes de 10 cm de longueur et de 2 mm de diamètre. L'ensemble est placé dans une enceinte thermostatique maintenue à -30° C, mais les tubes sont munis de gaines chauffantes qui provoquent entre leurs extrémités un gradient de température entraînant une croissance linéaire du solide en fonction du temps.

Considérons deux branches perpendiculaires : la cristallisation de la phase instable s'amorce au sommet A de l'angle droit ainsi constitué, la température θ du métal placé en cet endroit est indiquée par la soudure d'un couple thermoélectrique alumel-chromel. La direction du courant électrique qui sert aux mesures potentiométriques est celle de l'axe des tubes contenant le métal. Plusieurs électrodes a, b, c, d, e, f disposées dans cet ordre à partir du sommet A, sur chaque branche, permettent de suivre les variations de résistance. Les intervalles ab, bc, de et ef sont respectivement égaux à 1 cm, l'écart entre les électrodes c et d est de 3 cm.

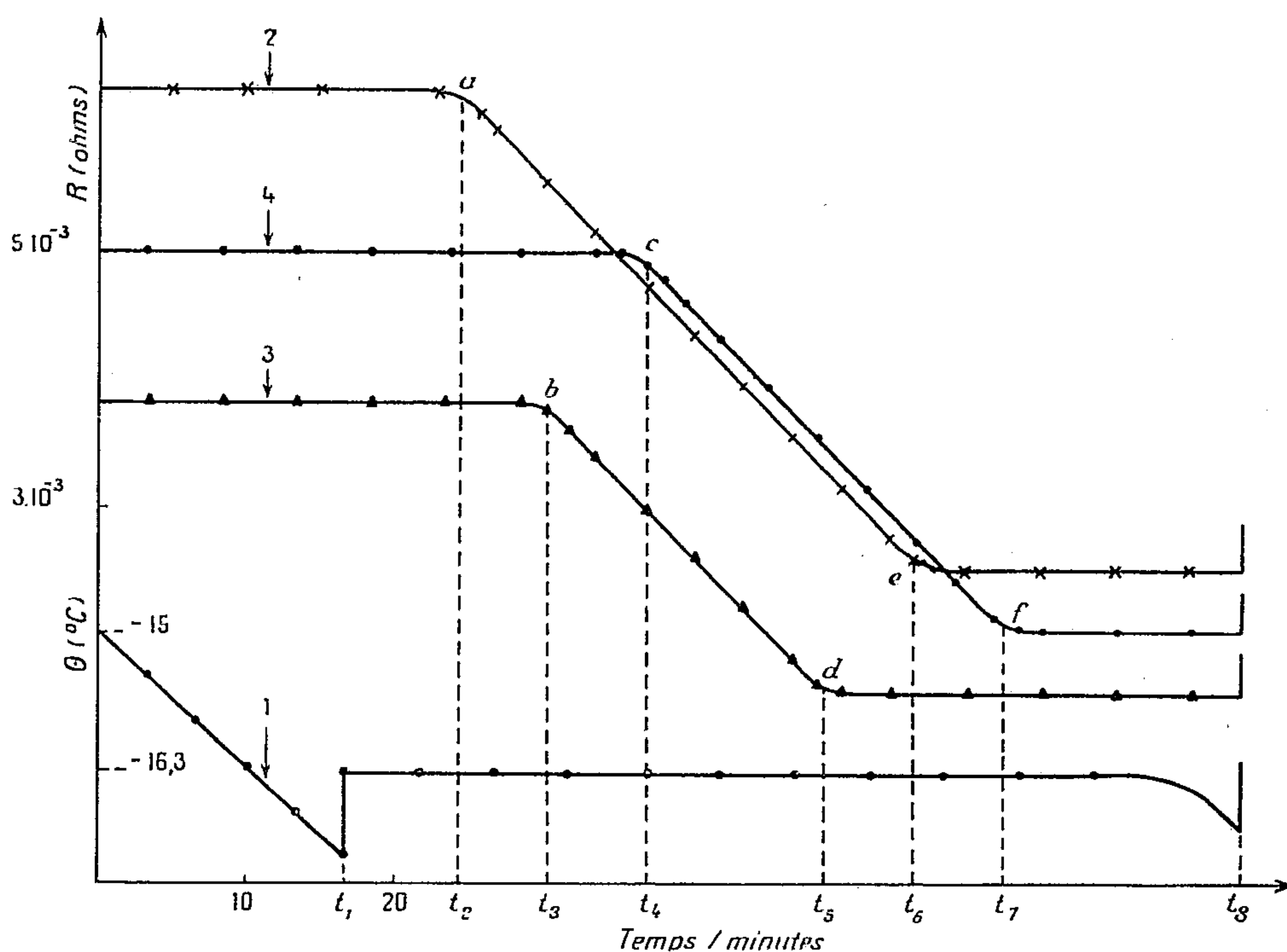
Sur le graphique (*fig.* 1), nous avons représenté, en fonction du temps :

— sur la courbe 1 : la température θ du métal mesurée en A;

— sur les courbes 2, 3 et 4 : la variation des résistances entre les électrodes a et e, b et d, et c et f d'une branche, au cours d'une expérience.

A l'instant t_1, la température est — 17,8° C au sommet A et la solidification s'amorce; au temps t_2, la phase solide atteint l'électrode *a* et l'on observe une variation de la résistance entre les deux points *a* et *e* (courbe 2), alors qu'aucune variation n'est enregistrée entre les points *b* et *d* (courbe 3) et *c* et *f* (courbe 4).

Au temps t_3, la solidification atteint le point *b* mais on n'observe aucune variation de la résistivité entre les électrodes *c* et *f*. La croissance du cristal se poursuit et au temps t_4, on observe une variation de la résistance entre les points *c* et *f*.



Lorsque la solidification entre les électrodes *b* et *d* (temps t_5) est complète, la résistivité entre ces points devient constante. La résistivité entre les points *a* et *e* décroît jusqu'à ce que la solidification atteigne le point *e* (temps t_6). Au temps t_7, la résistivité entre les points *c* et *f* devient constante. Enfin au temps t_8, on observe des variations brusques de la résistance et de la température qui montrent une transformation instantanée de la phase instable.

La résistance décroît linéairement en fonction du temps au cours de la solidification de la phase instable et les droites relatives à chaque tronçon sont parallèles entre elles. Le rapport *k* des résistivités du liquide et du solide est donc constant le long du tube et la croissance du cristal s'effectue linéairement en fonction du temps à partir du point A.

Les variations de résistance dans la deuxième branche se traduisent

par des courbes analogues à celles de la figure 1, mais le rapport k n'est en général pas le même pour les deux branches.

Nous avons réuni sur le tableau ci-dessous les valeurs de k mesurées simultanément (à ± 0,5 % près) à la température θ_2 dans deux directions perpendiculaires (la résistivité du gallium surfondu est 25,0 μΩ.cm).

	K.								
Branche 1.	2,65	2,23	2,35	2,65	2,30	2,65	2,18	2,65	2,97
» 2.	2,46	2,45	2,37	2,28	2,61	2,50	2,41	2,74	2,41

On voit que le rapport k est toujours supérieur à 2 ; ce résultat a d'ailleurs été confirmé par une trentaine d'autres expériences (3). D'après la classification établie par Perlitz (4) ces valeurs de k caractérisent une structure compacte. Les mesures de changements de volume nous avaient déjà amenés à cette conclusion (2).

Des études thermodynamiques (3) effectuées sur cette phase instable montrent qu'elle est constituée par le gallium II stable aux pressions supérieures à 12 050 kg/cm². D'ailleurs, Bridgman (5) signale que la fusion de la forme Ga II s'accompagne d'un accroissement de la résistivité électrique, mais il ne donne pas la valeur de k. D'après nos expériences, les valeurs de k varient entre 3,0 et 2,2 tandis que à — 16° C les limites extrêmes du rapport k des résistivités du liquide et du gallium I varient entre 1,9 et 0,3. Le gallium II possède donc une anisotropie de la résistivité électrique qui semble plus faible que celle du gallium I.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) H. CURIEN, A. DEFRAIN et A. RIMSKY, *Bull. Soc. franç. Minér. Crist.* (sous presse).

(2) A. DEFRAIN et I. EPELBOIN, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 50.

(3) A. DEFRAIN, *Thèse*, 1960, *Métaux, Corrosion* (sous presse).

(4) H. PERLITZ, *Phil. Mag.*, 2, 1926, p. 1148.

(5) P. W. BRIDGMAN, *Proc. Acad. Amer. Arts Sc.*, 81, 1952, p. 205.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectres électroniques des ions organiques.* Note (*) de M. **Robert Pointeau** et Mme **Jacqueline Favede**, présentée par M. Paul Pascal.

La méthode exposée permet d'identifier les produits initiaux de la réduction électrochimique, d'étudier les spectres électroniques des ions organiques et de suivre leur évolution.

La réduction des hydrocarbures aromatiques A à une cathode de mercure donne lieu à une série de réactions dont on a admis que la première est l'addition d'un électron. Le produit initial serait donc l'ion A^-. Suivant la concentration du milieu en ions H^+, l'ion A^- réagit plus ou moins rapidement, ce qui entraîne une modification du polarogramme de certains composés, conforme à l'hypothèse initiale (1).

Une vérification directe de la nature du processus initial a été tentée (2). L'ion négatif aromatique jouissant des propriétés des radicaux libres peut être détecté par une mesure de résonance paramagnétique effectuée sur une portion de solution électrolysée. Les conditions expérimentales n'ont pas permis jusqu'à présent d'obtenir la structure hyperfine de l'ion éventuel et donc de l'identifier. Cette méthode donne donc seulement le nombre total des radicaux libres produits parmi lesquels peuvent figurer des espèces chimiques autres que A^-, AH par exemple.

Nous établissons ici une preuve expérimentale directe de la formation d'ions aromatiques en comparant les spectres électroniques des solutions partiellement réduites avec ceux des solutions d'ions obtenues par voie chimique.

Une difficulté de cette méthode réside dans l'instabilité assez grande du produit initial, qui, par ailleurs, est instantanément détruit par des traces d'oxygène. Nous avons en conséquence mis au point une cellule qui permet de réaliser simultanément la réduction électrolytique et le spectre.

La cellule est composée de trois parties indépendantes dont l'assemblage se fait simplement par le contact des faces planes rodées. La partie intermédiaire comporte un verre fritté F qui empêche la diffusion des contenus des compartiments cathodique C et anodique A. L'élimination de l'oxygène est effectuée en B par un barbotage prolongé d'azote rectifié. Le compartiment cathodique possède deux faces planes et parallèles P pour le passage du faisceau lumineux. L'électrolyse est faite entre une anode en argent et une cathode en mercure dont le potentiel est mesuré par rapport à celui d'une électrode au calomel saturée en KCl (E) dont la diffusion dans la solution est empêchée.

Le potentiel de la cathode est maintenu à une valeur légèrement supérieure au potentiel de réduction polarographique de la première vague et

nettement inférieur à celui d'une deuxième vague ou à celui de la décomposition du milieu.

Le milieu utilisé est la diméthylformamide contenant 0,1 M par litre d'iodure de tétraéthylammonium. La résistance de la cellule est assez

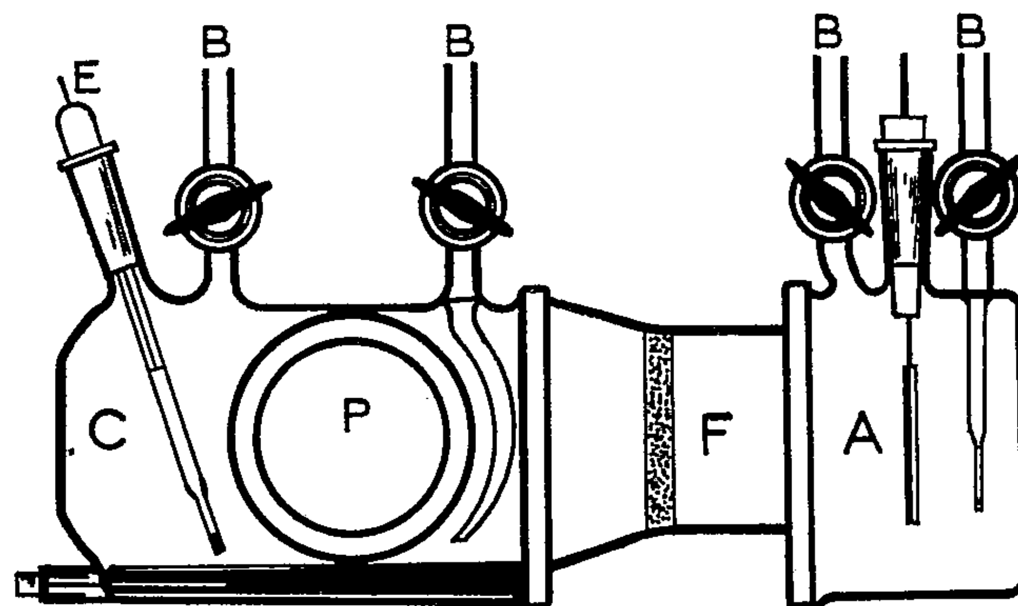


Fig. 1.

faible et le produit initial possède dans ce milieu une stabilité suffisante pour les mesures ultérieures. L'intensité du courant est de quelques milliampères. Les hydrocarbures sont dissous à des concentrations variant de 1 à 40.10^{-3} M/l. L'électrolyse fait immédiatement apparaître à la surface du mercure la couleur caractéristique de l'ion.

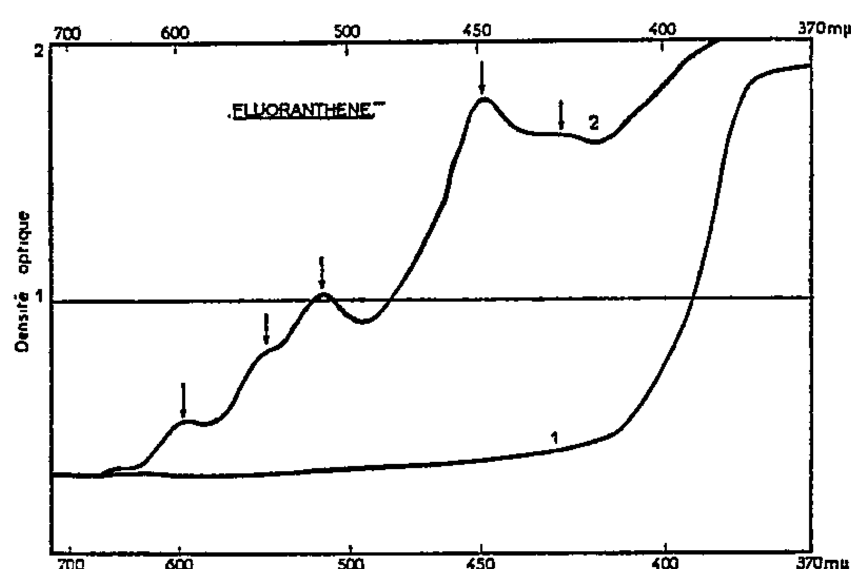


Fig. 2.

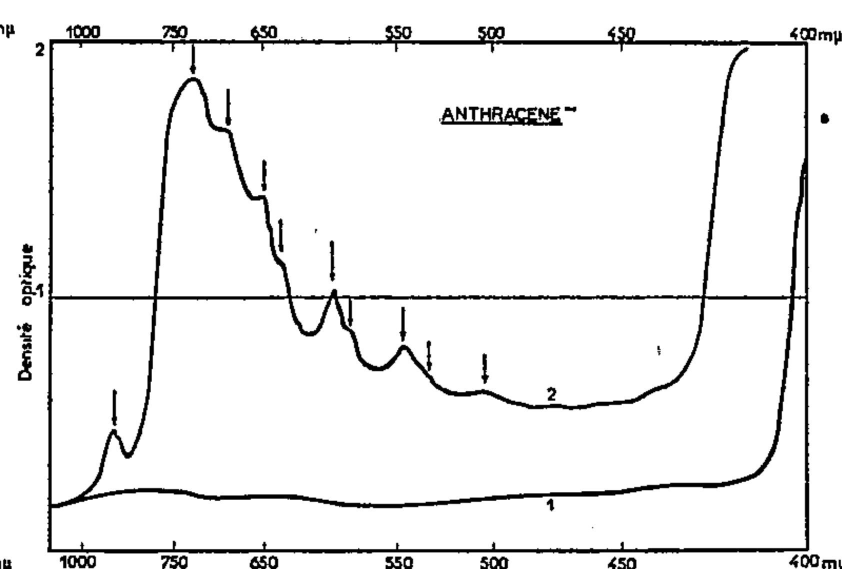


Fig. 3.

Les spectres sont faits avec un spectrographe enregistreur Perkin-Elmer 4000 A entre 2000 et 350 m µ. Les bandes du milieu et celles de l'hydrocarbure non réduit ne gênent pas l'observation du produit de réduction; comme on peut le voir sur les exemples donnés. Des résultats satisfaisants ont été obtenus à partir de composés très différents.

A titre d'exemple, nous reproduisons les spectres des ions issus de l'anthracène (I), du fluoranthène (V) et donnons en outre, dans un tableau, les positions des bandes pour ceux de l'anthracène (I) du naphtalène (II),

du phénanthrène (III), du diphényle (IV), du fluoranthène (V), du biphénylène-1 diphényl-4.4 butadiène-1.3 (VI).

(I)	C..........	892	793	**715**	-	663	-	598	-	548	-	-
	E..........	910	-	**725**	690	653	635	592	578	547	537	507
(II)	C..........	**813**	735	464	-	436	368	324	-	-	-	-
	E..........	**850**	780	470	455	435	368	-	-	-	-	-
(III)	C..........	**1070**	940	-	650	445	-	-	-	-	-	-
	E..........	**1160**	980	730	650	460	-	-	-	-	-	-
(IV)	C..........	-	**638**	616	**403**		-	-	-	-	-	-
	E..........	-	**645**	-	**405**		-	-	-	-	-	-
(V)	E..........	595	540	512	**448**		425	-	-	-	-	-
(VI)	E..........	**685**	**557**	-	-		-	-	-	-	-	-

Les longueurs d'onde sont exprimées en millimicrons. Les bandes les plus intenses sont en caractères gras.

Les lignes C correspondent aux valeurs obtenues sur des solutions d'ions préparées par voie chimique [3]. Compte tenu de l'influence du milieu, nos valeurs (lignes E) en sont suffisamment voisines pour établir sans ambiguïté l'existence des ions dans le mécanisme électrolytique.

Le procédé décrit constitue un moyen relativement rapide de préparation de nouveaux ions aromatiques destinés à une étude spectroscopique. Les mesures d'intensité des bandes permettent de plus de suivre la formation et la disparition de l'ion dans ce milieu en fonction du temps. La méthode est applicable aux ions positifs. Ces recherches ainsi que l'interprétation théorique des spectres feront l'objet de prochaines publications.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) G. J. Hoijtink, J. van Schooten, E. de Boer et W. I. J. Aabersberg, *Rec. Trav. chim. Pays-Bas*, 73, 1954, p. 355.

(2) D. E. G. Austen, P. H. Given, D. J. E. Ingram et M. E. Peover, *Nature*, 1958, p. 1784.

(3) P. Balk, G. J. Hoijtink et J. W. H. Schreurs, *Rec. Trav. chim. Pays-Bas*, 76, 1957, p. 813.

(*Laboratoire de Chimie physique, Université de Bordeaux.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude par spectroscopie infrarouge de l'aptitude du dichloroéthanol à s'associer par liaison hydrogène.* Note (*) de Mlle **Marie-Louise Josien** et M. **Paul Pineau**, présentée par M. Paul Pascal.

Les spectres infrarouges du dichloroéthanol en solutions diluées dans le tétrachlorure de carbone présentent une seule bande fine à 3 600 cm^{-1}. Une seconde bande, plus large, due aux vibrateurs O—H associés entre eux, apparaît vers 3 500 cm^{-1} lorsque la concentration augmente. La figure 1 A et le tableau I permettent de comparer l'absorption du dichloroéthanol avec celle de l'éthanol, du monochloroéthanol et du trichloroéthanol en solution diluée dans le tétrachlorure de carbone, à 20°.

Tableau I.

	ν_{O-H} (cm^{-1}) libre.	ν_{O-H} (cm^{-1}) chélaté.	ε^a [cm^{-1}(mol/l)].	ε [cm^{-1}(mol/l)].	$\Delta\nu^a_{1/2}$ (cm^{-1}).	A [cm^{-2}/(mol/l)].
CH_3-CH_2OH....	3633 ± 4	-	62 ± 4	63 ± 4	29 ± 2	6 500 ± 700
$ClCH_2-CH_2OH$...	3623 ± 5	3597 ± 4	50 (*)	-	47 (*)	-
Cl_2CH-CH_2OH...	-	3600 ± 4	84 ± 5	86 ± 6	26 ± 2	8 000 ± 1000
Cl_3C-CH_2OH....	-	3596 ± 4	110 ± 10	113 ± 10	24 ± 2	10 000 ± 1200

Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'un spectromètre Perkin-Elmer 112, double passage, prisme de fluorure de lithium, fente spectrale 3,5 cm^{-1} environ. Les alcools chlorés nous ont été donnés par M. Cantacuzène ([6]). ε^a et $\Delta\nu^a_{1/2}$ sont les coefficients apparents d'extinction moléculaire et les largeurs à la demi-intensité. Le coefficient d'extinction moléculaire corrigé ε et l'intensité intégrée A ont été calculés d'après Ramsay.

(*) Par suite du recouvrement des deux bandes, ces valeurs, correspondant à la fréquence 3597 cm^{-1}, ne sont pas comparables à celles des autres alcools.

Avec la résolution utilisée, seule la bande du monochloroéthanol est dédoublée; on sait que le maximum à 3 597 cm^{-1} est attribuable aux vibrateurs O—H d'un isomère gauche stabilisé par liaison hydrogène interne O—H...Cl, l'épaulement correspondant à l'isomère trans ([1]), ([2]), ([3]). Par comparaison, on est conduit à attribuer les bandes fines à 3 600 et 3 597 cm^{-1} du dichloroéthanol et du trichloroéthanol aux vibrateurs O—H d'un isomère gauche chélaté prépondérant.

Il est intéressant de noter que les largeurs à la demi-intensité $\Delta\nu^a_{1/2}$ sont analogues pour l'éthanol, le dichloroéthanol, et le trichloroéthanol; par contre le coefficient d'extinction moléculaire ε et l'intensité A augmente de l'éthanol au trichloroéthanol. De nouvelles mesures sont nécessaires pour déterminer la part due à l'effet inductif du chlore et celle provenant de l'exaltation d'intensité provoquée par la liaison hydrogène ([4]).

En vue d'apprécier l'aptitude à la polymérisation du dichloroéthanol, nous avons déterminé la variation de la densité optique, par unité de longueur, avec la concentration ([5]), ce qui permet de calculer la fraction Cy/Cy^0, rapport du nombre de vibrateurs O—H non associés entre

eux au nombre total de vibrateurs O—H en solution. La figure 1 B montre que dans la limite des erreurs d'expériences, les associations intermoléculaires des trois alcools chlorés sont analogues, mais nettement plus faibles que celle de l'éthanol. On retrouve bien le comportement particulier de l'éthanol mis en évidence par cryométrie ([6]). Les valeurs Cy/Cy^0 sont en

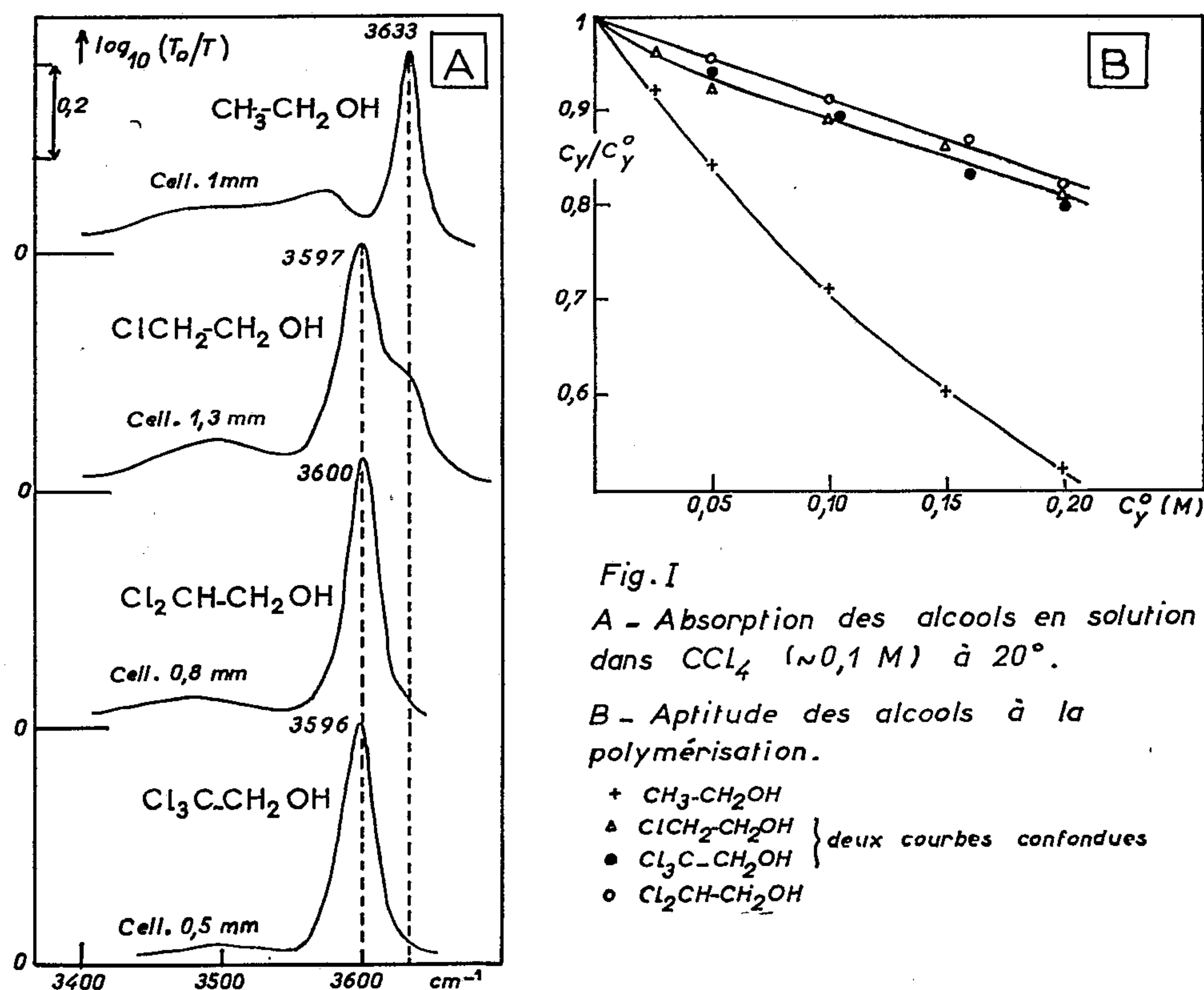


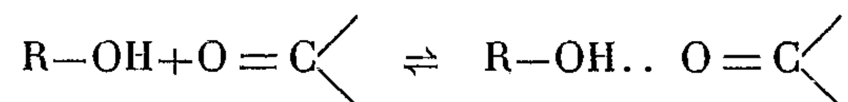
Fig. I

A – Absorption des alcools en solution dans CCl_4 (~0,1 M) à 20°.

B – Aptitude des alcools à la polymérisation.

bon accord pour l'éthanol avec celles calculées à partir des résultats expérimentaux d'Hoffmann ([7]) sur la bande 3ν (OH); elles sont 15 à 20 % inférieures à celles de Coburn et Grunwald ([8]).

Afin de préciser les qualités de donneur de protons du dichloroéthanol, nous avons étudié quantitativement son association et celle de l'éthanol avec la cyclohexanone par la méthode déjà décrite ([5]). Si l'on suppose qu'en solution diluée le complexe formé est du type 1-1 :



$$\text{R—OH}+\text{O}=\text{C}\langle \rightleftharpoons \text{R—OH}..\ \text{O}=\text{C}\langle$$

la constante de formation peut s'écrire $K = Cx/Cy.Cz$ (Cx, Cy, Cz étant les concentrations moléculaires du complexe, de l'alcool et de la cyclohexanone à l'équilibre). La constante de formation K, la fréquence d'absorption des vibrateurs associés, la largeur à la demi-intensité $\Delta\nu^a_{1/2}$ de la bande associée et l'abaissement de la fréquence d'absorption, $\Delta\nu = \nu(\text{O—H})$

libre ou chélaté-ν(O—H) associé, sont groupés dans le tableau II. L'association dichloroéthanol-cyclohexanone apparaît beaucoup plus importante que l'association éthanol-cyclohexanone, bien que l'aptitude à la polymérisation de l'alcool non chloré soit nettement supérieure. Des résultats analogues ont été trouvés par spectroscopie ultraviolette ([6]).

TABLEAU II.

	ν_{O-H} associé (cm⁻¹).	$\Delta\nu^{a}_{1/2}$ (cm⁻¹).	$\Delta\nu$ (cm⁻¹).	K (mol⁻¹).
Éthanol	3 510 ± 6	130 ± 10	123 ± 5	2,8 ± 0,3
Dichloroéthanol........	3 445 ± 6	180 ± 10	155 ± 5	4,5 ± 0,4

Les solutions d'alcool (environ 0,04 mol/l) et de cyclohexanone (au plus 0,25 mol/l) dans CCl_4 ont été étudiées à 20°.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) L. R. ZUMWALT et R. M. BADGER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 62, 1940, p. 305.
(2) S. MIZUSHIMA, *Structure of molecules and internal rotation*, Academic Press Inc. Publishers, New York, 1954.
(3) M. KUHN, W. LUTTKE et R. MECKE, *Z. anal. Chem.*, 170, 1959, p. 106.
(4) T. L. BROWN et M. T. ROGERS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 577.
(5) N. FUSON, P. PINEAU et M. L. JOSIEN, *J. Chim. Phys.*, 1958, p. 454.
(6) J. CANTACUZÈNE, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2356.
(7) E. G. HOFFMANN, *Z. Phys. Chem.*, B 53, 1943, p. 179.
(8) W. C. COBURN et E. GRUNWALD, *J. Amer. Chem. Soc.*, 80, 1958, p. 1318.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Fluorènes cancérigènes et synthèses de l'hémoglobine.* Note de Mlle **Simone Hatem**, transmise par M. Christian Champy.

Les fluorènes cancérigènes affectent la liaison imidazole-pyrrole qui figure dans l'édification de la molécule d'hémoglobine. Un parallélisme saisissant est relevé entre l'intensité de l'altération et l'acuité du caractère cancérigène des substances. Il semble qu'il y ait là une explication à l'anoxie des tissus cancéreux. La parenté de cette réaction à celle de l'histamine est suggestive.

Une Note récente a mis en évidence l'affinité sélective des fluorènes cancérigènes pour l'histamine. Dans la Note actuelle on retrouve la même affinité pour le noyau imidazole lorsque celui-ci se lie au pyrrole, le lien établissant vraisemblablement un pont de l'hème à la globine. Ce lien se traduit par la solubilisation du pyrrole dans l'eau en présence d'imidazole, et conduit le tracé d'une courbe de démixtion eau-pyrrole en fonction du taux d'imidazole. Les substances cancérigènes altèrent la courbe de démixtion, et ceci d'autant plus qu'elles sont plus actives. Le rôle de l'imidazole, nous allons le voir, est particulièrement déterminant. Rappelons que les quatre fluorènes en solution accusent, à titre égal, des densités optiques du même ordre dans un même milieu.

	AAF (++++)	AF (++)
EAU	1	1
GLY 20 %	25	15
GLY 50 %	188	72

Tableau 1. — Valeur maximale relative de la densité optique. Solutions aqueuses d'imidazole (GLY) saturées de substances. Épaisseur traversée, $e = 0{,}1$ cm. La solution à 20 % comprend 20 g et la solution à 50 % comprend 50 g d'imidazole pour 100 g d'eau.

Le pyrrole dissout les substances étudiées. La densité optique $d = \text{col}(I/I_0)$ est considérable pour les solutions saturées (tableau 3). D'autre part, les valeurs maximales de d sont sensiblement égales lorsque les solutions sont au même titre. Ainsi, $d = 0{,}10 \pm 0{,}02$ pour les solutions à 1.10^{-3} % de substances observées sous 0,1 cm. La loi de Beer est observée. Les titres déterminés par pesée recoupent d'assez près les mesures optiques.

L'imidazole solubilise les substances dans l'eau. Un effet bathochrome net se produit pour les substances actives par rapport à leur solution aqueuse. Aucun déplacement sensible n'est relevé pour F (—) et l'on note un effet hypsochrome pour NF (—) dont la longueur d'onde maximale apparue à 3 360 Å dans l'eau se situe à 3 040 Å dans les solutions aqueuses d'imidazole (tableau 2). Il est intéressant de comparer la densité optique

des fluorènes actifs en présence d'imidazole aqueux, mais en prenant pour unité la densité optique de chaque fluorène dans sa solution aqueuse saturée (tableau 1). L'action de l'imidazole devenue saillante retentira sur toute l'étude en cours.

MILIEUX	λ_M AAF (++++)	λ_M AF (++)	λ_M F (-)	λ_M NF (-)
EAU	2760	2810	2620	3370
GLY 20 %	2800	2810	2620	3040
GLY 50 %	2850	2840	2630	3040
PYRROLE	2850	2900	2650	3430
S. T H.	2850	2840	2650	3430

Tableau 2. — Longueurs d'ondes maximales (λ) des substances dans les différents milieux : eau, imidazole (GLY), pyrrole, système ternaire homogène (S. T. H.).

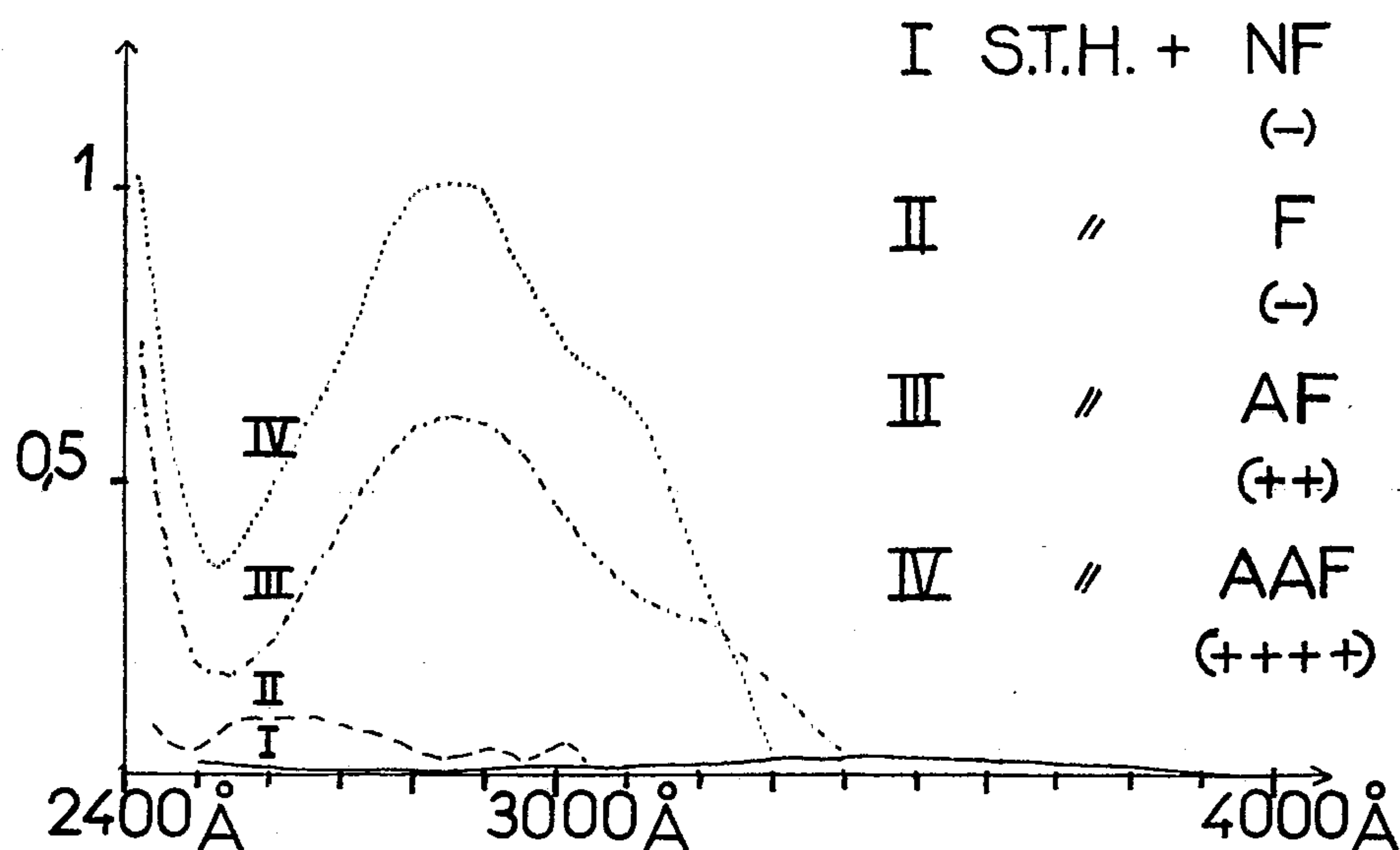
	AAF (++++)	AF (++)	F (-)	NF (-)
EAU	$8 \cdot 10^{-2}$	$24 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
PYRROLE	$10 \cdot 10^{2}$	$20 \cdot 10^{2}$	$11 \cdot 10^{2}$	$3{,}6 \cdot 10^{2}$
S.T.H.	$10 \quad 10^{2}$	$6 \cdot 10^{2}$	$1{,}1 \quad 10^{2}$	$0{,}2 \cdot 10^{2}$

Tableau 3. — Densité optique maximale des substances à saturation dans les différents milieux : Eau, pyrrole, système ternaire homogène (S. T. H.). Épaisseur traversée, $e = 0{,}1$ cm.

Le système ternaire homogène eau-imidazole-pyrrole solubilise les substances. Dans le système contenant 1 g d'eau, 1 g d'imidazole, 1 g de pyrrole, les longueurs d'onde maximales de NF (—) et de F (—) ont conservé la position qui leur est propre dans le pyrrole; les longueurs d'onde maximales de AF (++) sont nettement influencées par l'imidazole introduit; les longueurs d'onde maximales de AAF (++++) très voisines dans les trois milieux (pyrrole, solution aqueuse d'imidazole et système ternaire homogène) ne se prêtent pas à une interprétation (tableau 2). Il est cependant remarquable que l'imidazole affecte les bandes d'un corps actif quand les corps inactifs demeurent insensibles à son apparition dans le milieu. La fixation par le système ternaire n'est pas de la même espèce dans les deux cas. On remarque, d'autre part, que AAF (++++) moins coloré que AF (++) dans le pyrrole et dans l'eau est plus absorbant dans le système ternaire (tableau 3). *Il semble*

donc que l'introduction d'imidazole dans le milieu ait donné aux différents corps leur place dans la classification des substances cancérigènes.

Reprenons le système ternaire homogène renfermant 1 g d'eau, 1 g d'imidazole et 1 g de pyrrole. Saturons-le de substances et ajoutons le pyrrole à la solution une fois filtrée, jusqu'à l'apparition de deux phases. Un déplacement de la courbe de démixtion se produit sous l'action des substances actives. En effet, à 30° le trouble apparaît à 60 % de pyrrole pour le témoin; à 59 % de pyrrole pour le mélange AF (++) et à 57 % pour le mélange AAF (++++). Les flacons saturés de substances inactives se comportent comme le témoin. Ces résultats se retrouvent pour diffé-



Densité optique approchée
du système ternaire homogène (S. T. H.) saturé de substances.
Épaisseur traversée, $e = 1\ \mu$.

rents points de la courbe. L'altération de la courbe de démixtion qui traduit la sensibilité de la liaison imidazole-pyrrole se produit donc dans l'ordre de l'activité croissante des substances.

Les communications précédentes sur l'altération de la liaison imidazole-pyrrole avaient indiqué que les substances actives réagissent avec les deux partenaires. L'étude actuelle montre que la part de chacun n'est pas égale : c'est l'imidazole qui oriente la réaction. Ce résultat conforme à celui trouvé pour l'histamine permet de penser que la fixation du facteur de croissance neuro-hormonal et l'altération du processus de synthèse de l'hémoglobine sont deux actions couplées en raison de la parenté structurale des groupements sensibles.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Problème de diffusion double avec épuisement des réservoirs.* Note (*) de MM. **Jean-Jacques Moreau** et **Jean Salvinien**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Diffusion avec précipitation de deux réactifs dans une plage de gel initialement vierge, à partir de deux réservoirs semi-infinis qui s'épuisent progressivement. On étudie théoriquement le mouvement du front de précipitation dans le cas où les coefficients de diffusion des réactifs sont égaux.

A la demande de plusieurs immunochimistes, nous étudions le problème suivant qui fait naturellement suite à celui que nous avons traité dans une précédente Note [1] :

On fait diffuser deux réactifs dans une colonne de gel cylindrique infinie (ce peut être, par exemple une couche uniforme de gel déposée sur une plaque suffisamment grande). Une tranche quelconque de la colonne est repérée par son abscisse x, seule coordonnée d'espace à intervenir dans la suite.

Au temps initial $t = 0$, la portion $(0 < x < a)$ de la colonne de gel est vide de tout réactif; la région demi-infinie $(-\infty < x < 0)$ renferme le réactif R à la concentration uniforme C_0, tandis que la région $(a < x < +\infty)$ renferme le réactif R′ à la concentration uniforme C'_0.

Les réactifs diffusent l'un vers l'autre et forment un *front de précipitation* F sur le plan $x = X(t)$, *variable avec le temps :* nous allons étudier cette variation. Pour mener le calcul à bonne fin, nous nous restreignons au cas où les *coefficients de diffusion de* R *et* R′ *ont la même valeur* D; les concentrations $C(x, t)$ et $C'(x, t)$ des deux réactifs vérifient donc la même équation de Fick. Ces concentrations sont exprimées en équivalents chimiques par unité de volume. Sur le front F, la combinaison étant immédiate et totale, on écrit, comme d'habitude, la nullité des concentrations et l'égalité des débits :

$$\left.\begin{aligned} C &= C' \\ \frac{\partial C}{\partial x} &= \frac{\partial C'}{\partial x} \end{aligned}\right\} \qquad \text{pour} \quad t > 0 \qquad \text{et} \qquad x = X(t).$$

Si donc on définit une nouvelle fonction inconnue $K(x, t)$ par

$$K(x, t) = \begin{cases} C(x, t) & \text{si} \quad -\infty < x < X(t), \\ -C'(x, t) & \text{si} \quad X(t) < x < +\infty, \end{cases}$$

cette fonction est une solution régulière pour tout x et tout $t > 0$ de l'équation de Fick :

$$\frac{\partial K}{\partial t} = D \frac{\partial^2 K}{\partial x^2}.$$

Les conditions initiales énoncées donnent pour $t = 0$:

$$K(x, 0) = \begin{cases} C_0 & \text{si} \quad -\infty < x < 0, \\ 0 & \text{si} \quad 0 < x < a, \\ C'_0 & \text{si} \quad a < x < +\infty. \end{cases}$$

La détermination de K en résulte de manière unique et l'on vérifie que la solution est

$$K(x, t) = \frac{C_0}{2} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \frac{C'_0}{2} \operatorname{erfc} \frac{a - x}{2\sqrt{Dt}},$$

avec la notation

$$\operatorname{erfc} u = 1 - \operatorname{erf} u = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^{+\infty} e^{-v^2}\, dv.$$

Pour chaque valeur de t, l'abscisse $X(t)$ du front est la racine de

$$K(X, t) = 0.$$

On peut tirer de là les conclusions suivantes :

1° Le début de précipitation (peut-être imperceptible expérimentalement) apparaît à l'abscisse $X(0) = a/2$.

2° Dans le cas particulier où le rapport $\mathcal{K} = C_0/C'_0$ est égal à 1 le front reste fixe à cette abscisse.

3° La vitesse initiale de déplacement du front est

$$\left(\frac{dX}{dt}\right)_{t=0} = \frac{2D}{a} \operatorname{Log} \mathcal{K}.$$

4° Si l'on suppose, pour fixer les idées, $\mathcal{K} > 1$, le front se déplace vers le réservoir de R′ (celui donc où la concentration initiale était la plus faible) et il en atteint la frontière primitive ($x = a$) à l'instant t défini par l'équation

$$\operatorname{erfc} \frac{a}{2\sqrt{Dt}} = \frac{1}{\mathcal{K}}.$$

5° Pour une étude numérique précise de la fonction $X(t)$ on peut user d'une représentation paramétrique

$$(1) \qquad \begin{cases} X = a \dfrac{\operatorname{erfc}^{-1} s}{\operatorname{erfc}^{-1} s + \operatorname{erfc}^{-1} \mathcal{K} s}, \\[2ex] t = \dfrac{a^2}{4D} \dfrac{1}{(\operatorname{erfc}^{-1} s + \operatorname{erfc}^{-1} \mathcal{K} s)^2}, \end{cases}$$

où l'on note erfc^{-1} la fonction inverse de erfc. Le paramètre s varie de la valeur 0 (qui donne $t = 0$) à la valeur $2/(\mathcal{K} + 1)$ (pour laquelle t tend vers $+\infty$). On peut, à chaque instant, calculer la vitesse de déplacement du front et la densité du précipité formé.

6° Pour un calcul rapide, la représentation (1) donne naissance à une

méthode graphique très simple que nous ne pouvons exposer ici, faute de place [2].

7° Enfin l'allure asymptotique de la fonction X (t) peut être précisée comme suit : Lorsque t augmente indéfiniment, le rapport $X/\sqrt{t}$ tend vers la limite $2\sqrt{D}\,\mathrm{erfc}^{-1}\, 2/(\mathcal{K}+1)$. La loi de déplacement du front est donc asymptotiquement parabolique.

Conclusions. — L'étude mathématique que nous venons de résumer peut essentiellement rendre aux expérimentateurs les services suivants :

La confrontation quantitative de nos conclusions avec une expérience constitue un test des hypothèses que nous avons faites : égalité des coefficients de diffusion, combinaison totale et rapide (vis-à-vis des temps de diffusion) des deux réactifs pour donner un produit insoluble défini, non engagement des réactifs avec le gel, etc. [3].

Si ces hypothèses se révèlent admissibles, le pointé de l'évolution du front de précipitation donne une *méthode de mesure* des paramètres D et $\mathcal{K}$.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) J.-J. MOREAU et J. SALVINIEN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2918.

(2) Un Mémoire plus détaillé doit paraître en 1960 au *Journal de Chimie physique.*

(3) Des expériences sont en cours dans notre laboratoire.

CHIMIE PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la séparation uranium-thorium au moyen d'une résine échangeuse d'ions spécifique de l'ion thorium.* Note de MM. **Jean Petit** et **Roger Lumbroso**, présentée par M. Francis Perrin.

La séparation uranium-thorium se fait quantitativement au moyen d'une résine du type formophénolique, contenant dans son réseau tridimensionnel le groupement acide salicylique. Elle se fait d'une manière convenable sur une résine du même type contenant le groupement acide sulfosalicylique. Une résine du type formophénolique ne contenant que des groupes sulfoniques est étudiée à titre de comparaison.

La séparation uranium-thorium mettant en jeu l'élution par une solution de thiocyanate d'ammonium des ions fixés sur une résine du type formophénolique contenant des groupes sulfoniques a été étudiée dans une Note précédente [1].

Nous avons introduit dans un réseau macromoléculaire le motif acide salicylique [2] en vue d'améliorer les conditions de cette séparation.

Une résine du type formophénolique a été préparée en copolycondensant le phénol, le formol et l'acide salicylique, suivant la méthode décrite par ailleurs [3] (résine RN-18).

La séparation uranium-thorium a été essayée sur cette résine et menée simultanément sur une résine analogue ne contenant que des groupements sulfoniques [4] (résine PP 4 S) de même que sur une résine contenant à la fois des groupements carboxyliques et sulfoniques (résine à l'acide sulfosalicylique : RN-16).

Les trois résines sont mises sous forme acide par un traitement à l'acide chlorhydrique trois fois normal, puis lavées à l'eau distillée jusqu'à neutralité des eaux de lavage. Elles sont introduites dans des colonnes identiques : 25 cm de longueur et 0,7 cm de diamètre.

10 ml d'une solution d'acétate d'uranyle en équilibre radioactif sont versés sur chaque résine. Ils contiennent 0,805 méquiv, soit 0,1 g d'oxyde U_3O_8. Les résines sont ensuite lavées par 25 ml d'eau.

Marche de la séparation. — 1. *Zone d'adsorption.* — Une bande brune de 1 cm environ apparaît en tête de la colonne de la résine sulfonique simple (PP_4S).

Pas de zone d'adsorption marquée pour les résines à l'acide sulfosalicylique (RN-16) et à l'acide salicylique (RN-18).

2. *Liquides effluents.* — Chaque liquide effluent est recueilli.

Il est incolore pour la résine PP_4S, coloré en vert jaune pour les résines RN-16 et RN-18.

Des quantités aliquotes de ces différents liquides de passage sont transformées en oxyde U_3O_8 par les procédés habituels et cet oxyde est pesé. Après transformation en nitrate d'uranyle, les activités sont mesurées

par rapport à un étalon, dans les quelques heures qui suivent la manipulation.

Pour la résine PP_4S, le liquide contient 2,8 % du poids total introduit et a une activité non mesurable.

Pour la résine RN-16, le liquide contient 96,4 % du poids introduit et 22 % de l'activité.

Enfin, pour la résine RN-18, le liquide contient 94,4 % du poids introduit et 8,35 % de l'activité.

3. *Élution à froid par l'acide chlorhydrique* 3 N. — Les solutions obtenues sont traitées de la même manière et donnent les résultats suivants :

PP_4S : 100 % du poids, 90 % de l'activité;

RN-16 : poids non mesurable; 70 % de l'activité;

RN-18 : poids non mesurable; 93,5 % de l'activité.

4. *Élution à chaud par l'acide chlorhydrique* 3 N :

PP_4S : rien de mesurable tant en poids qu'en activité;

RN-16 : poids non mesurable, 6,3 % de l'activité;

RN-18 : poids non mesurable, 2,2 % de l'activité.

Résultats. — Ces différents résultats indiquent une concentration importante de l'activité sur la colonne après passage de la solution d'acétate d'uranyle dans le cas des résines à l'acide sulfosalicylique (RN-16) et à l'acide salicylique (RN-18). Nous avons de cette manière, par simple passage d'une solution d'un sel d'uranium en équilibre avec sa descendance, concentré l'uranium X_1, c'est-à-dire le thorium 90 ($^{234}_{90}Th$). La présence de ce thorium a été identifiée comme précédemment (1).

Les résultats les plus nets sont obtenus avec la résine RN-18 à l'acide salicylique.

(1) J. Petit et R. Lumbroso *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 145.
(2) P. Pascal, *Traité de Chimie générale*, 11, 1932, p. 311. Masson, Paris,
(3) R. Lumbroso, *Thèse*, Paris, 1959.
(4) G. Moralli, *J. Rech. C. N. R. S.*, n° 26, 1954, p. 265-289.

RADIOCHIMIE. — *Cinétique de la radiochloration d'acide propionique en solution dans le tétrachlorure de carbone.* Note (*) de MM. **Philippe Traynard** et **Pierre Verrier**, transmise par M. Louis Néel.

La chloration radiochimique des acides organiques se développe par réaction en chaîne. L'étude de mélanges d'acide propionique et de tétrachlorure de carbone soumis à une chloration radiochimique ne donne lieu à une explication cinétique simple que pour des solutions très diluées en acide.

Conditions expérimentales. — La source de rayonnement est un appareil à rayons X. Le chlore est dissous dans le liquide. On procède au préalable à une désoxygénation par barbotage d'argon.

Réactions. — La répartition isomérique de l'atome de chlore substitué est la même que pour la photolyse ([1]), 30 % de substitution en α et 70 % en β ([2]). Le chlore est agent propagateur de chaînes et nous nous proposons de déterminer le mécanisme cinétique en début de réaction, la vitesse de réaction étant suivie par la disparition du chlore.

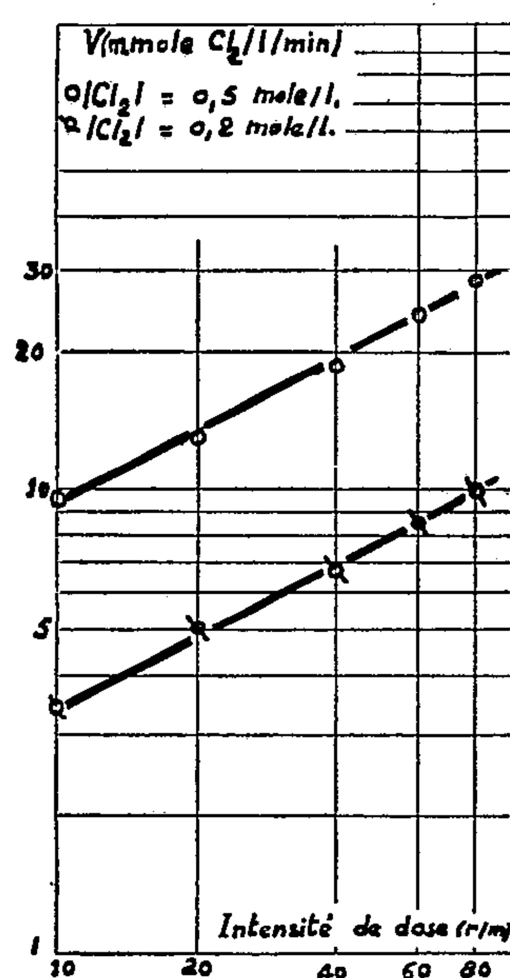


Fig. 1.

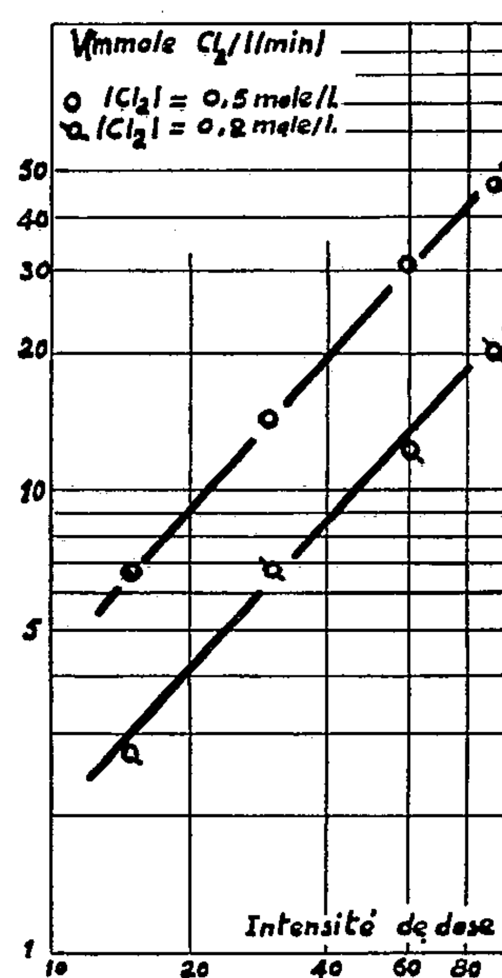


Fig. 2.

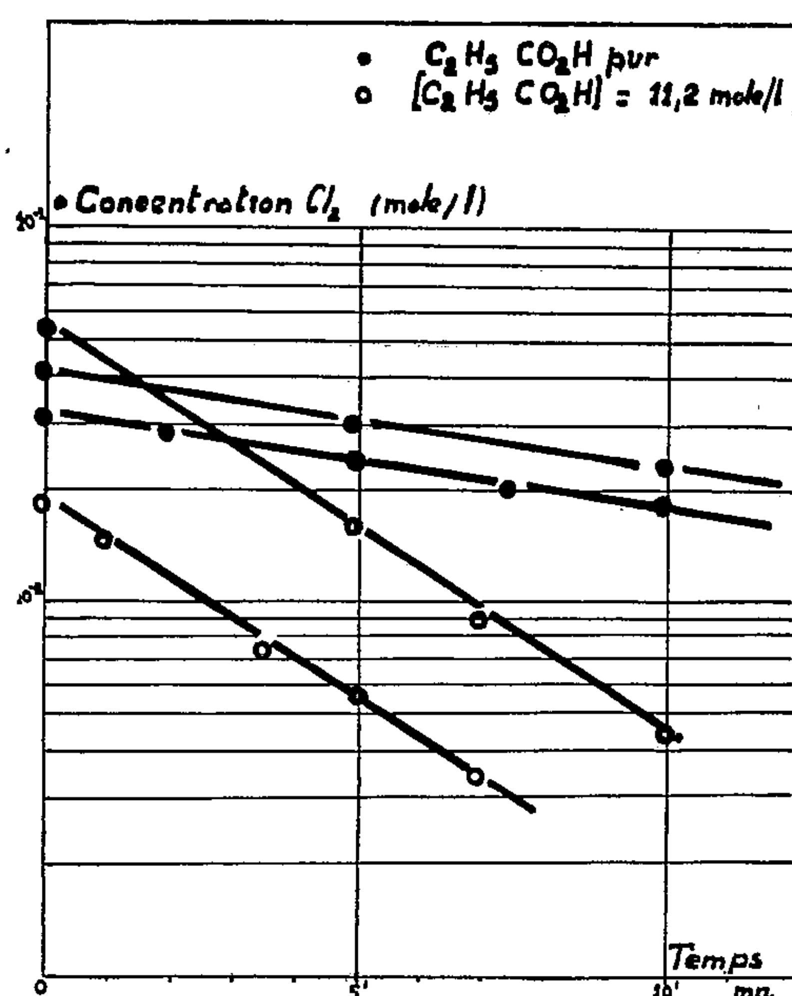
Fig. 1. — Acide pur.
Fig. 2. — Solution diluée.
Fig. 1 et 2. — Influence de l'intensité de dose.

Influence de l'intensité de dose. — ($I < 80$ r/mn) (*fig.* 1 et 2). La chloration d'acide pur se fait pour de telles intensités, avec une vitesse sensiblement proportionnelle à la racine carrée de l'intensité de dose.

Cette propriété est caractéristique d'une terminaison par recombinaison biradicalaire.

Au contraire, la vitesse de chloration de solutions diluées en acide est proportionnelle à l'intensité de dose. La terminaison des chaînes par un phénomène monoradicalaire peut en rendre compte.

Influence de la concentration de chlore. — *a. Solutions concentrées en acide.* — La concentration en chlore des solutions concentrées en acide



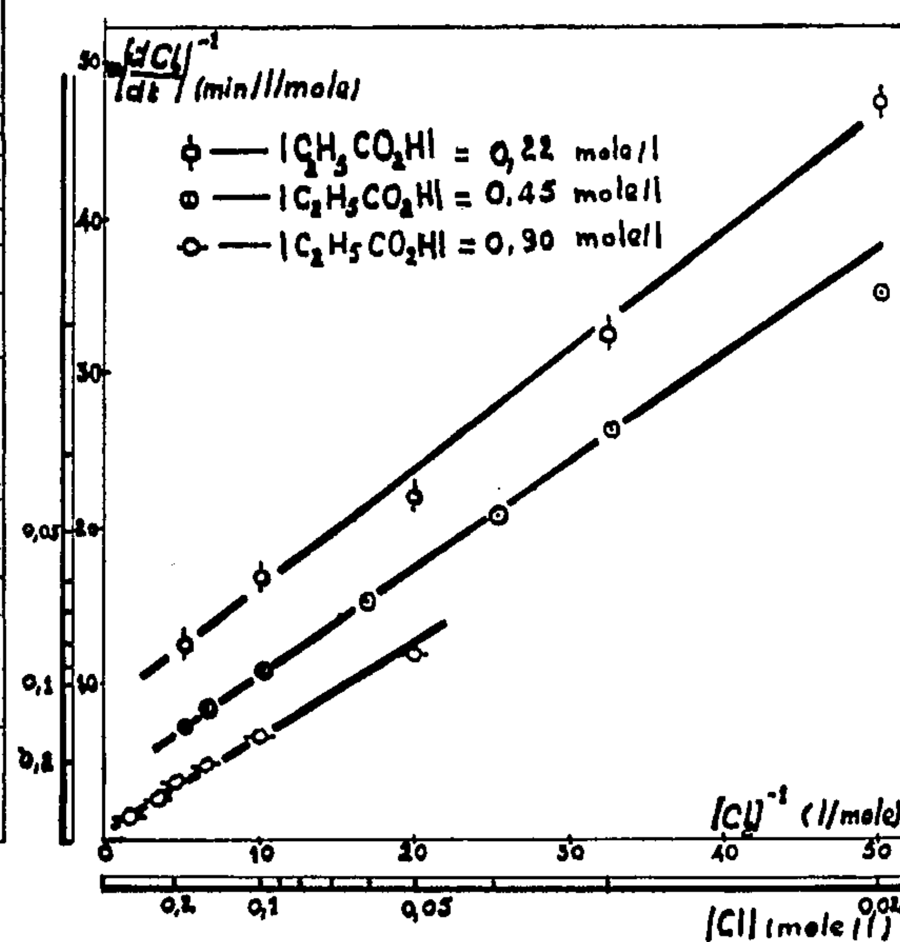


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. — Loi de vitesse (solutions concentrées).

Fig. 4. — Loi de vitesse (solutions diluées).

est très bien représentée par une loi exponentielle en fonction du temps d'irradiation (*fig.* 3). La vitesse de chloration étant proportionnelle à la concentration du chlore implique une disparition des radicaux libres par réaction de deux radicaux provenant de l'acide,

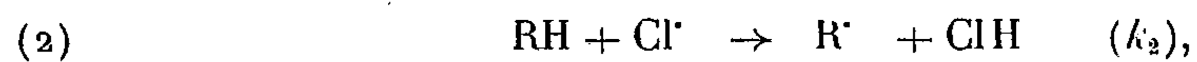
$$-\frac{d\text{Cl}_2}{dt} = \text{K}\sqrt{\text{I}}(\text{Cl}_2).$$

b. Solutions diluées en acide. — Pour des solutions très diluées en acide, l'acte initial porte presque uniquement sur le tétrachlorure,

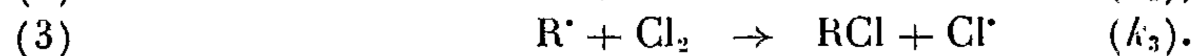


(1) $$\text{CCl}_4 \rightarrow \text{CCl}_3^{\cdot} + \text{Cl}^{\cdot} \quad (\text{GI}).$$

La propagation s'effectue par l'intermédiaire du chlore,



(2) $$\text{RH} + \text{Cl}^{\cdot} \rightarrow \text{R}^{\cdot} + \text{ClH} \quad (k_2),$$



(3) $$\text{R}^{\cdot} + \text{Cl}_2 \rightarrow \text{RCl} + \text{Cl}^{\cdot} \quad (k_3).$$

La terminaison serait monoradicalaire, soit par l'intermédiaire du

radical Cl˙ avec une constante de vitesse k_4, soit par l'intermédiaire du radical R˙ avec une constante de vitesse k_5.

On en déduit la loi de vitesse

$$-\frac{d(\mathrm{Cl_2})}{dt} = \frac{k_3(\mathrm{Cl_2})}{k_4}\,\frac{\mathrm{GI}\,k_2'(\mathrm{RH})}{k_3(\mathrm{Cl_2}) + k_5 + k_5 k_2(\mathrm{RH})}$$

s'exprimant de façon linéaire en fonction des inverses des paramètres (concentrations et vitesse).

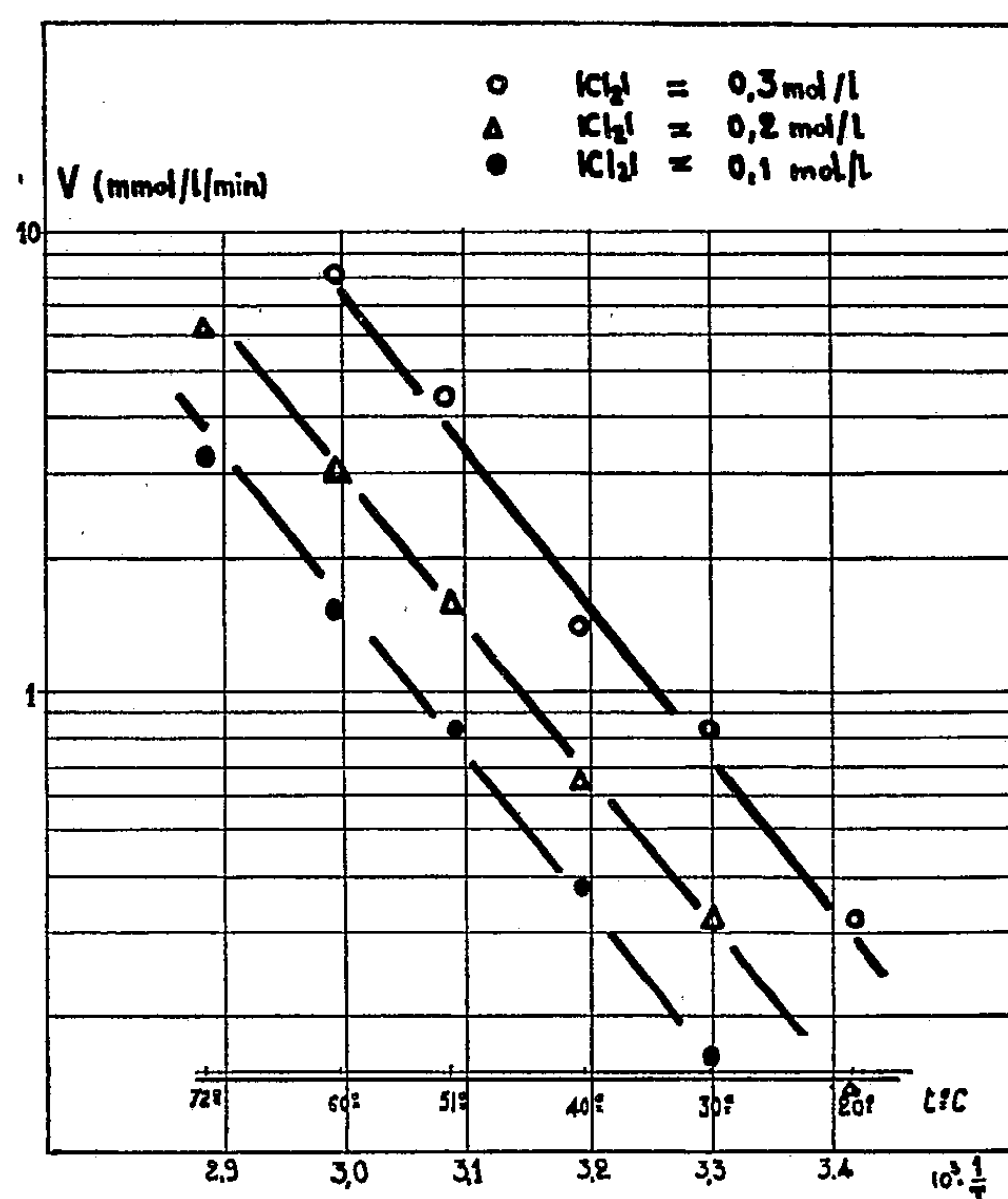


Fig. 5. — Énergie d'activation.

Les caractéristiques des droites de la figure 4 permettent d'expliciter les constantes de la loi de vitesse.

Influence de la température (*fig.* 5). — L'influence de la température sur la vitesse permet d'atteindre l'énergie d'activation E_p de la réaction de propagation : $E_p = 15{,}7$ cal/mole.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) Ph. Traynard et P. Verrier, *Radiochloration d'acides organiques* (*Conférence de Varsovie sur l'application des radiosources de hautes intensités à des fins industrielles*, septembre 1959, CW/II, C 27).

(2) A. Bruylants, M. Tits, C. Dieu et R. Gauthier, *Bull. Soc. chim. belge*, 61, 1952, p. 366.

(*Laboratoire de Radiochimie, Institut Français du Pétrole, Centre d'Études nucléaires de Grenoble.*)

RADIOCHIMIE. — *Radiosynthèse directe de certaines matières colorantes.* Note (*) de M. **Jean Loiseleur** et Mlle **Michelle Petit**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Selon la valeur du poids moléculaire des molécules irradiées, les radiations X et ultraviolettes entraînent soit la desmolyse, soit la synthèse. Ces radiosynthèses peuvent être obtenues directement, en combinant l'action simultanée du rayonnement et de la chaleur.

1. Comme il a déjà été signalé [1], l'évolution d'une molécule soumise à l'action des rayons X dépend de son poids moléculaire et de sa complexité. Dans tous les cas, l'action immédiate est la fixation, sur la molécule, de l'oxygène radioactivé :

1° Pour une molécule complexe, le radioperoxyde, qui a été nécessairement formé sur la périphérie de la molécule, peut induire dans sa propre molécule une oxydation progressive qui rompt les liaisons hydrogène et sulfhydryles, en entraînant la desmolyse : comme exemple du premier type, une solution d'acide desoxyribonucléique présente ainsi, au cours des jours consécutifs à son irradiation, une diminution de viscosité [2];

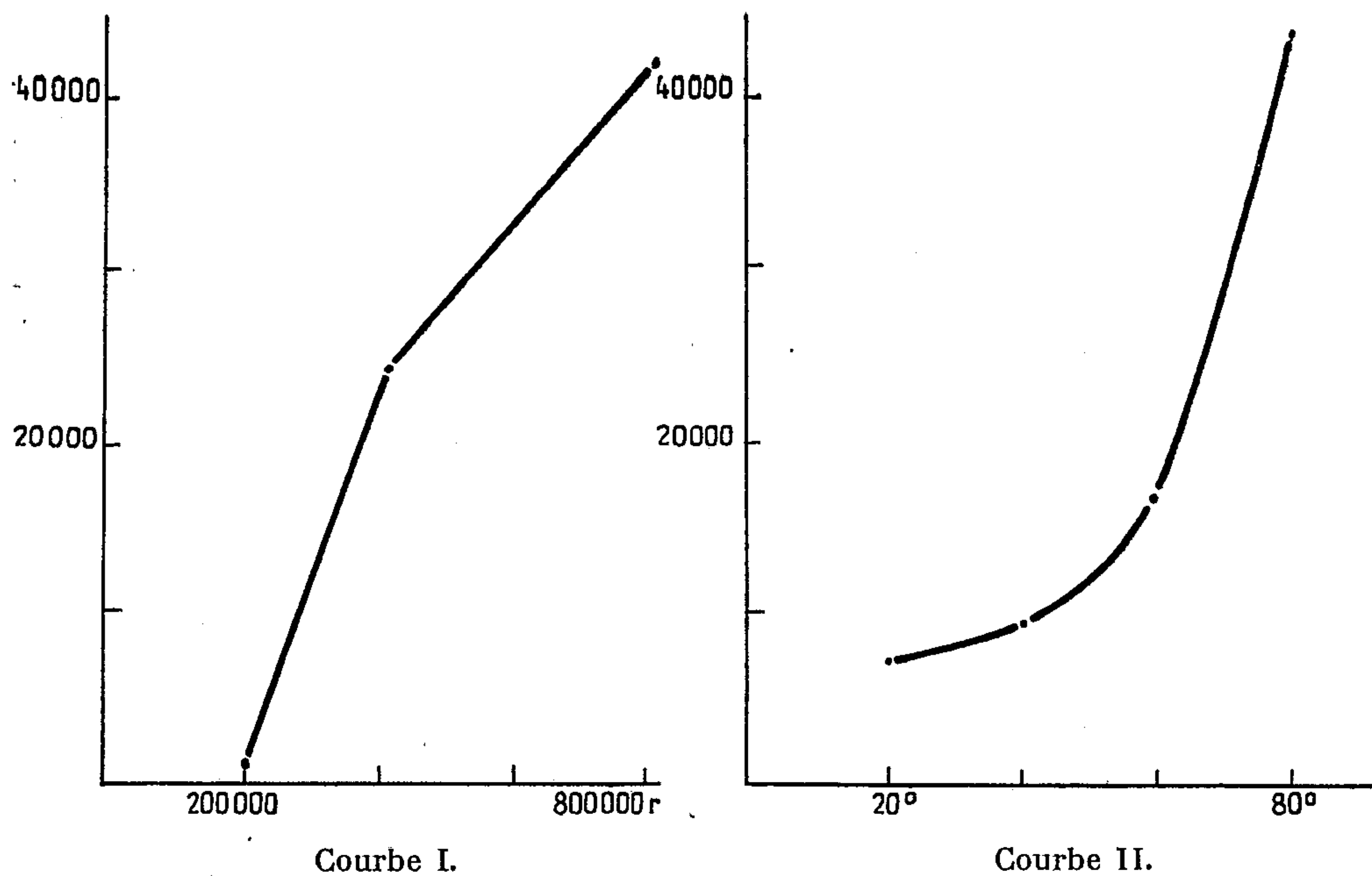
2° S'il s'agit d'une molécule de faible poids moléculaire — l'acide acétique ou le phénol par exemple — la molécule, qui vient de subir au cours de l'irradiation le degré maximal d'oxydation compatible avec les conditions de l'expérience, n'est plus susceptible de subir d'autres transformations; mais la fonction peroxyde qui est apparue lui permet de former de nouvelles combinaisons et, dans ce cas, les rayons X se comportent comme un agent de synthèse. Il en résulte ainsi l'intérêt considérable de mettre en évidence l'intervention des rayons X dans la synthèse et, non plus seulement, dans la desmolyse.

2. Un premier mode de ces radiosynthèses avait été fourni par celles de certains colorants [3], le bleu de méthylène notamment. La réaction comportait deux étapes successives, d'abord l'irradiation de la solution et secondairement son chauffage pour permettre au radioperoxyde primaire d'entrer en réaction. Nous proposons ici une méthode directe, permettant d'obtenir immédiatement la radiosynthèse : il suffit simplement de chauffer la solution pendant la durée de l'irradiation. Le rendement de l'opération devient alors plus élevé.

Comme objet d'étude, nous avons choisi les matières colorantes, faciles à identifier et à doser par photométrie. Nous avons opéré comparativement soit avec les rayons ultraviolets, soit avec les rayons X (tube Machlett). Pendant la durée de l'irradiation, la solution, soumise à un barbotage d'oxygène, est chauffée à 80-85°. Le volume de la solution (20 ml) est maintenu constant en compensant l'évaporation par une addition d'eau.

a. La radiosynthèse augmente avec la durée de l'irradiation: en exposant

aux rayons ultraviolets une solution de 1400 mg de chlorhydrate d'aniline dissous dans 50 ml d'HCl N/10, additionné de 250 mg de vanadate de sodium, on obtient d'abord une coloration jaune brun puis brun foncé et le noir d'aniline apparaît après 90 mn. Après 30 mn d'irradiation, et dans les mêmes conditions que précédemment, on obtient le rouge de toluylène en mélangeant, à parties égales, une solution de 850 mg de diméthyl-*p*-phénylènediamine dissous dans 50 ml de HCl N/10 et une autre contenant 800 mg de *m*-toluylènediamine dans 50 ml de HCl N/10, additionnées d'une



Courbe I. Courbe II.

Courbe I.
Influence de l'augmentation de la dose de rayons X
sur la radiosynthèse du rouge de toluylène.
Courbe II.
Influence de l'élévation de la température
sur la radiosynthèse du bleu de méthylène.

trace de $CuSO_4$. Dans tous ces essais, les témoins, placés dans les mêmes conditions mais non irradiés, ne présentent aucune coloration. Le résultat est le même si l'on opère avec les rayons X. Le poids de colorant radioformé, exprimé par la mesure de la densité optique, augmente régulièrement avec la dose administrée (courbe I).

b. La radiosynthèse augmente avec la température à laquelle est soumise la solution pendant l'irradiation. Une solution renfermant 850 mg de diméthyl-*p*-phénylènediamine dissous dans 50 ml de HCl N/10, en présence de trace de SO_4Cu, est additionnée de 0,5 ml de $S(NH_4)^2$. Pour une constante durée d'irradiation (30 mn), l'élévation progressive de la température montre (courbe II) que la radiosynthèse augmente rapidement. Le violet de Lauth est obtenu dans les mêmes conditions en remplaçant la *p*-phénylènediamine par la diméthyl-*p*-phénylènediamine.

La fuschine, le vert malachite, la phénosafranine, le jaune d'acridine, le bleu d'indophénol peuvent être synthétisés très facilement par cette méthode directe avec les rayons X d'une part et les rayons ultraviolets d'autre part.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) *Ann. Inst. Pasteur*, 86, 1954, p. 262.

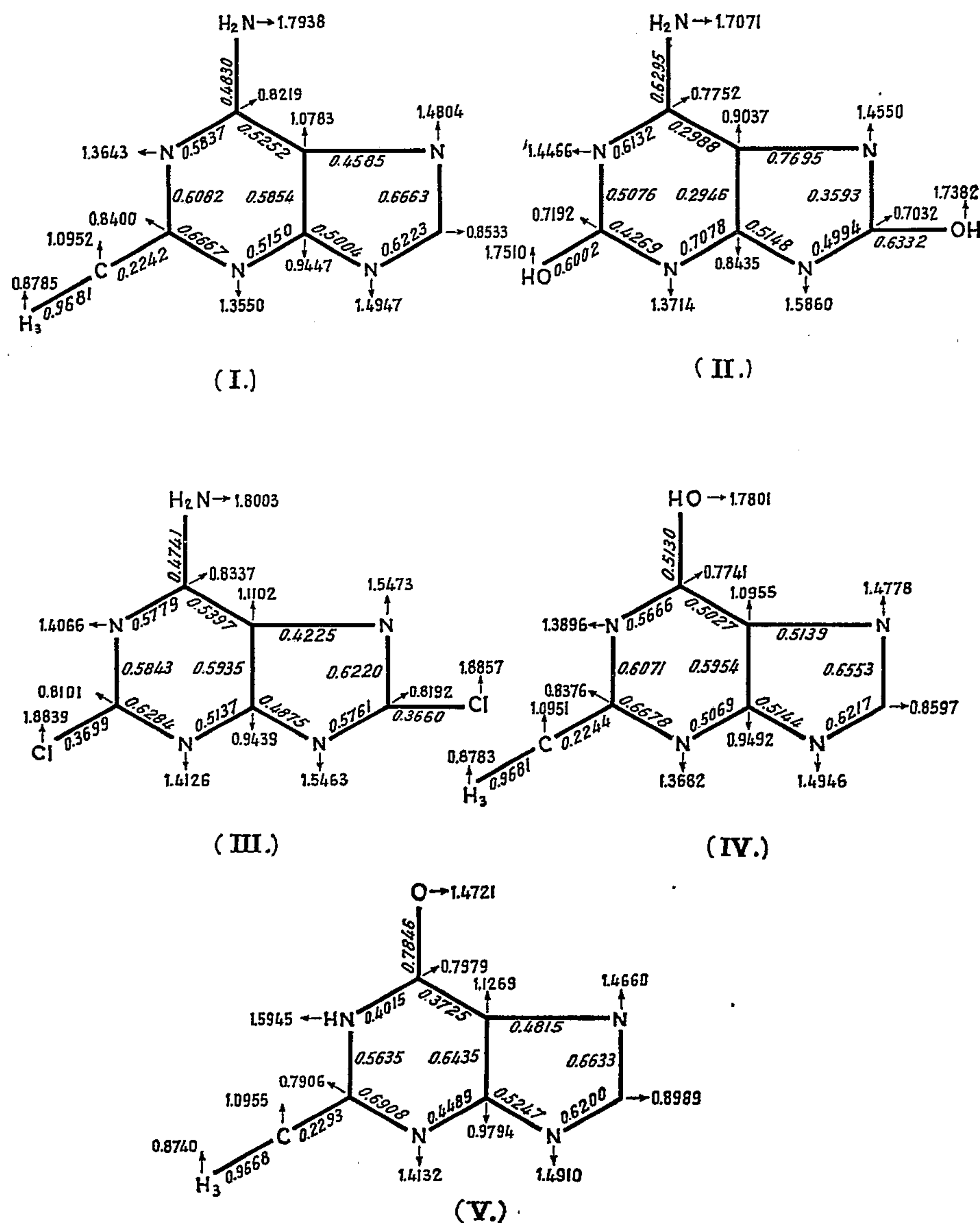
(2) J. A. Buther et B. E. Conway, *J. Chem. Soc.*, 1950, p. 3418; 1952, p. 834.

(3) A. Lacassagne et J. Loiseleur, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 417.

CHIMIE QUANTIQUE. — *Structures électroniques de quelques dérivés de l'adénine et de l'hipoxanthine.* Note (*) de M. **José Ignacio Fernández-Alonso** et Mlle **Rosario Domingo Sebastián**, présentée par M. Louis de Broglie.

En complétant nos études théoriques sur les bases puriques fondamentales et leurs dérivés, nous donnons les structures électroniques que nous avons calculées pour les composés suivants : 1-méthyladénine (I), 2.8-dihydoxyadénine (II), 2.8-dichloradénine (III) et 2-méthylhypoxanthine (forme énolique, IV; forme cétonique, V).

Sauf le composé (II), tous les autres antérieurement cités se trouvent



(I.) (II.)

(III.) (IV.)

(V.)

intimement reliés avec la vitamine B_{12} [1]. Vis-à-vis de ses activités anticancéreuses, ils ne figurent pas dans les *Cancer Chemotherapy Screening Data* I, II, III et IV [2].

Dans nos calculs nous avons suivi l'approximation LCAO MO, et nous avons accepté comme identiques les atomes $N_{(7)}$ et $N_{(9)}$ conformément à nos indications de la Note précédente [3].

Dans les diagrammes sont indiqués les indices de liaison mobile (sur les liaisons) et les densités de charge π-électronique (sur les flèches). On indique dans le tableau, les énergies de la plus haute orbitale liante et de la plus basse orbitale antiliante, ainsi que les énergies de résonance.

Nous discuterons les résultats obtenus, dans une publication postérieure [4].

	Énergies de (en unités β)		
Composé.	résonance.	la plus haute orbitale liante.	la plus basse orbitale antiliante.
I	3,795	0,5805	−0,8210
II	3,942	0,3727	−0,9728
III	4,496	0,4632	−0,9194
IV	3,706	0,5982	−0,8679
V	3,858	0,4470	−0,9134

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) E. L. SMITH, *The Chemistry and Biology of Purines*, A Ciba Foundation Symposium, J. A. Churchill, London, 1957, p. 160.

(2) *Cancer Res.*, 18, septembre 1958; 19, avril, juillet et novembre 1959.

(3) J. I. FERNÁNDEZ-ALONSO et R. DOMINGO, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2371.

(4) Ce travail a bénéficié de l'attribution d'une Bourse de la Fundación Juan March (Madrid) et de la collaboration de l'Instituto de Cálculo (Madrid).

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude de la déshydratation des sels par analyse thermique sous pression.* Note (*) de MM. **Antoine-Pierre Rollet** et **Roger Bouaziz**, présentée par M. Louis Hackspill.

Un dispositif d'analyse thermique sous pression a été mis au point. Il rend service dans l'étude de la déshydratation des sels. Trois exemples sont donnés. Un hydrate nouveau du métaborate de sodium a pu ainsi être mis en évidence.

De nombreux systèmes binaires : eau-sel, étudiés sous la pression atmosphérique, déposent encore un sel hydraté au point d'ébullition de la solution saturée. Entre ce dernier hydrate, observé dans les équilibres, et le sel anhydre, d'autres composés peuvent éventuellement exister. Leur recherche systématique impliquerait une étude du binaire sous une pression qui, dans certains cas, serait d'une centaine d'atmosphères. De telles études ont été entreprises, mais l'appareillage qui permet la

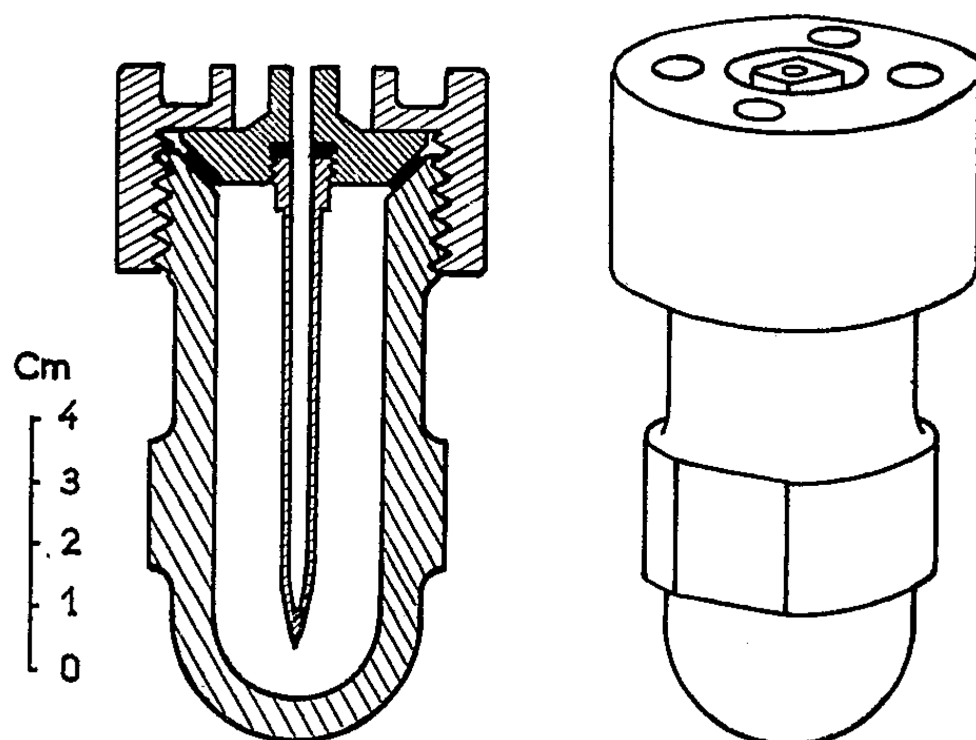


Fig. 1.

mesure des solubilités sous pression est compliqué et son emploi est peu commode.

On peut alors rechercher les équilibres solide-vapeur. Des auteurs s'y sont appliqués. La méthode est en principe excellente, mais à l'usage elle se révèle délicate et l'établissement de ces équilibres demande toujours un délai important.

De nombreux chercheurs se sont adressés à la déshydratation à température croissante en enregistrant soit la perte de masse de l'échantillon (thermobalance), soit la quantité d'eau perdue [par exemple : enregistrement de la pression de vapeur d'eau ([1])].

La thermobalance est maintenant d'un emploi généralisé. Les résultats sont quelquefois très bons avec des paliers nets; il est avantageux, ainsi que plusieurs auteurs l'ont signalé, d'utiliser une vitesse d'échauffement

petite (30°/h). Il arrive cependant que les indications données par la thermobalance soient peu claires et partant d'interprétation suspecte.

L'analyse thermique en tube fermé donne en général de bons résultats, certains équilibres solide-liquide s'établissant rapidement. Dans ce cas des paliers décèlent les hydrates qui se forment successivement. Le graphique de Tammann (longueur des paliers) permet alors de préciser la formule des hydrates.

Nous avons pour une telle étude utilisé une bombe en acier inoxydable. La figure 1 donne les dimensions et l'organisation de cet appareil. Un joint

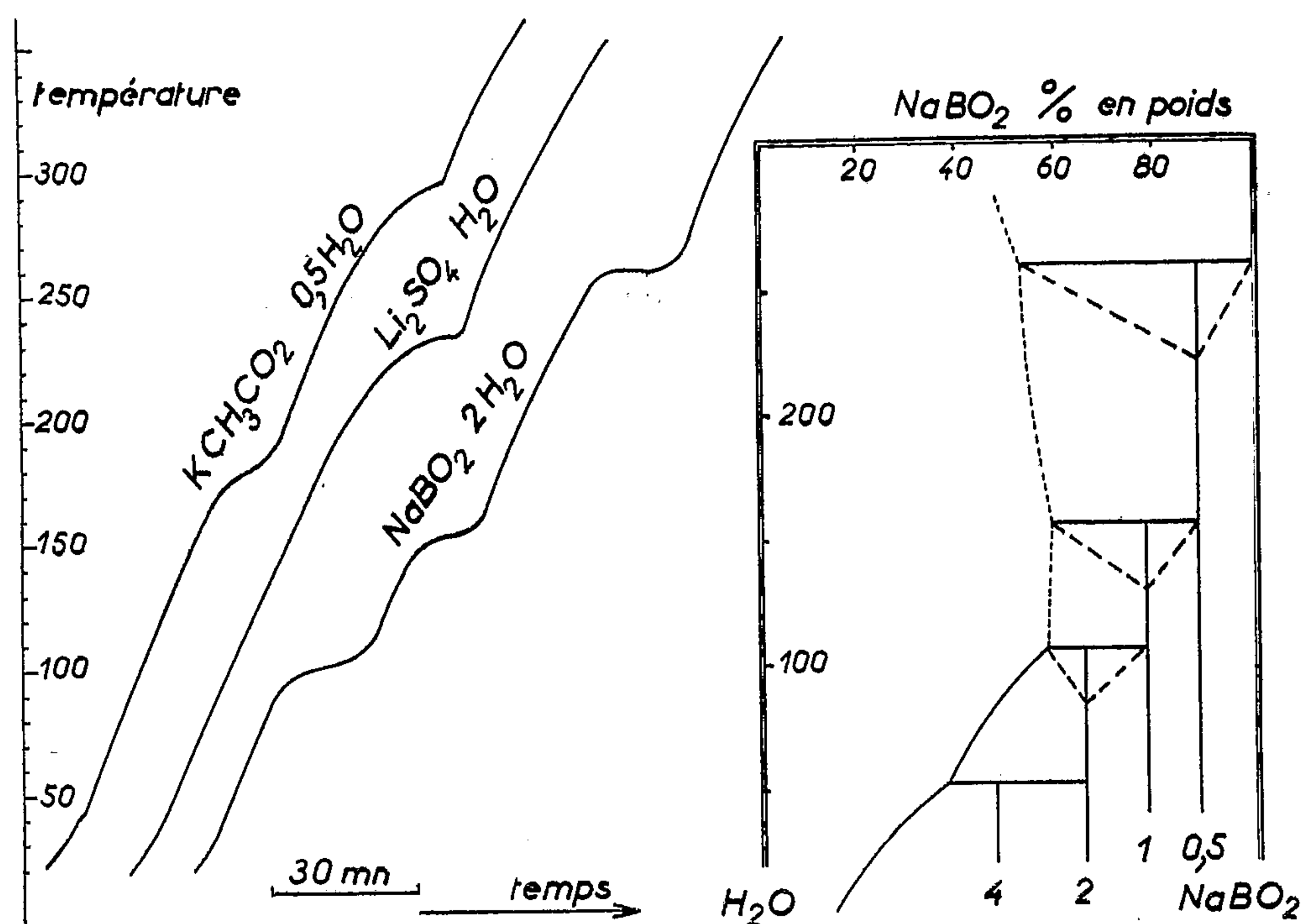


Fig. 2.

de cuivre assure l'étanchéité du couvercle qui porte un tube de diamètre extérieur 4,5 mm (2,4 intérieur), servant de gaine protège-couple.

L'échantillon en poudre remplit complètement un tube de verre ou d'argent qui se glisse dans la bombe. La gaine protège-couple est enfoncée dans la poudre pour permettre la mise en place du couvercle. La pression peut monter à 200 ou 220 atm. ([2]) quand la température atteint 400°. Celle-ci est donnée par un couple cuivre-constantan branché sur un potentiomètre enregistreur.

Un certain nombre de sels hydratés ont pu être étudiés à l'aide de cet appareillage. Nous nous bornerons à citer trois exemples.

Acétate de potassium. — Il cristallise avec 1,5 H_2O et donne une transition à 42°. Au-dessus c'est l'hydrate 0,5 H_2O qui se dépose dans les solutions jusqu'au point d'ébullition (161°). La courbe d'échauffement de

l'hydrate 0,5 H_2O est portée sur la figure 2 (première courbe à gauche). Il y a une trace de la transition 42°, puis une autre transition se manifeste à 185°; c'est l'acétate anhydre qui se forme. Le dernier palier correspond à l'apparition de l'acétate liquide.

Sulfate de lithium. — Les solutions ne déposent qu'un seul hydrate ($Li_2SO_4.H_2O$) entre l'eutexie glace et le point d'ébullition (105°). Campbell [3] a indiqué une transition à 232°,8 où le sel hydraté devient anhydre; cette transition a été mise en évidence à l'aide d'un dilatomètre en tube scellé. Sur la figure 2 on trouvera la courbe d'analyse thermique que nous a donné l'hydrate. Un palier à 233° confirme les résultats de Campbell.

Métaborate de sodium. — Trois hydrates lui étaient attribués jusqu'ici : $NaBO_2.4H_2O$; $NaBO_2.2H_2O$ et $NaBO_2.0,5H_2O$, avec une transition à 54° entre les 4 et $2H_2O$. L'analyse thermique (*fig.* 2) en partant de l'hydrate $2H_2O$ montre trois paliers successifs : à 105° transition non signalée entre les 2 et $1H_2O$; à 155° transition 1 — 0,5 H_2O et enfin à 260° : 0,5-anhydre. L'hydrate $1H_2O$ qui se manifeste ici est nouveau. Nous l'avons mis en évidence à l'aide du graphique de Tammann (partie droite de la figure 2). Pour cela des mélanges de différentes compositions ont été soumis à l'analyse thermique. Ils ont été préparés par déshydratation partielle à l'étuve de l'hydrate $4H_2O$.

Ces trois exemples montrent qu'une étude par analyse thermique (courbe d'échauffement) permet en général de tirer au clair l'étude de la déshydratation des sels.

Un hydrate nouveau est signalé ici : $NaBO_2.H_2O$ ($B_2O_3.Na_2O.2H_2O$) Il est en équilibre avec les solutions entre 105 et 155°. C'est probablement lui que Sborgi [4] a mis en évidence dans les isothermes 60 et 90° du ternaire H_2O—Na_2O—B_2O_3, en lui attribuant toutefois la composition : $NaBO_2.0,5H_2O$.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) HACKSPILL et STEMPFEL, *C. R. XVIIIe Congrès Chim. Ind.*, 1928, p. 147.

(2) Une erreur sur la composition s'introduit par la mise en réserve de vapeur d'eau dans le volume occupé par le gaz. On peut réduire ce volume sensiblement à l'espace libre entre les grains de la poudre. Une correction peut être calculée; elle est souvent insignifiante en dessous de 220 ou 250°.

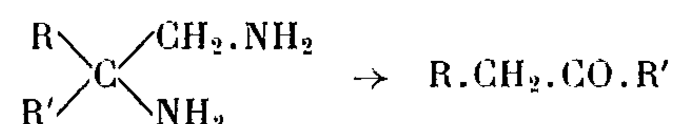
(3) CAMPBELL, *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 2268.

(4) SBORGI et MECACCI, *Atti Accad. Lincei*, 24, 1915, p. 443; 25, 1916, p. 327 et 445.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Désamination nitreuse des α-diamines avec transposition moléculaire.* Note (*) de MM. **Robert Granger** et **Henri Técher**, présentée par M. Marcel Delépine.

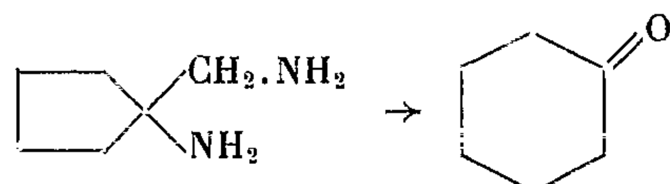
Les α-diamines biprimaires, dans lesquelles les groupements fonctionnels sont fixés, l'un sur un carbone primaire, l'autre sur un carbone tertiaire, sont désaminées avec formation d'une cétone de transposition. La réaction semble générale; elle est observée en série acyclique et aromatique; en série cyclanique, elle constitue une nouvelle méthode pratique d'extension de cycle.

Les α-diamines, dans lesquelles l'un des groupements aminés est attaché à un atome de carbone primaire et l'autre à un atome de carbone tertiaire, réagissent avec l'acide nitreux pour donner lieu à des cétones transposées.



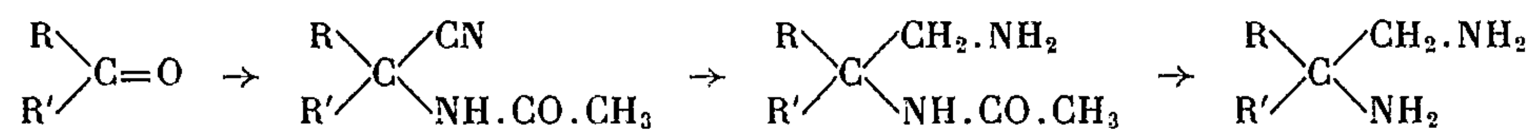
La réaction semble être générale : les radicaux R et R′ peuvent être, soit tous deux acycliques ou aromatiques, soit encore l'un acyclique et l'autre aromatique.

Lorsque les radicaux R et R′ sont inclus dans un même cycle, la réaction aboutit à une cyclanone dont l'anneau contient un atome de carbone de plus que celui de la diamine mise en réaction. Ainsi, par exemple, l'aminométhyl-1 amino-1 cyclopentane conduit à la cyclohexanone :



De la même manière, les diamines dérivant des cycles C_6 et C_7, donnent naissance respectivement à la cycloheptanone et à la cycloctanone. La transposition a lieu généralement avec un taux élevé; elle peut être appliquée dans un but préparatif, car les α-diamines sont obtenues avec un rendement satisfaisant.

Les α-diamines sont préparées à partir de cétones (acycliques, aromatiques, mixtes ou cyclaniques) par l'intermédiaire des α-acétylaminonitriles (1) et des dérivés monoacétylés des diamines (2) suivant le schéma ci-dessous :



1. *Acétylaminonitriles.* — Les cétones, traitées par le cyanure de potassium et le chlorure d'ammonium en milieu hydroalcoolique ammoniacal (3), donnent les α-aminonitriles. Ces derniers, en solution éthérée, réagissent avec l'anhydride acétique et conduisent aux α-acétylaminonitriles.

R.	R'.	F (°C).	Rdt (%).
CH_3	CH_3	106 (1)	60
C_2H_5	C_2H_5	69	70
CH_3	C_6H_5	166 (1)	90
CH_3	β-$C_{10}H_{11}$	177	70
C_6H_5	C_6H_5	287 (4)	40
$(CH_2)_4$		83	89
$(CH_2)_5$		91 (1)	90
$(CH_2)_6$		76	89

L'acétylamino-1 cyano-1 indane F 153° est obtenu avec un rendement de 40 %.

2. *Diamines.* — Les α-acétylaminonitriles, en solution dans l'alcool absolu saturé d'ammoniac, sont hydrogénés à 60° et sous 100 atm en présence de nickel de Raney, en diamines monoacétylées (2), L'hydrolyse de ces monoamides, par reflux avec de la potasse à 20 % pendant 24 h, libère les α-diamines.

R.	R'.	Diamine.			Rdt (%).	Dér. Diacétylé F (°C).	Dér. Dipicrate F (°C).
			n_D^{25}.	d_{25}^{25}.			
CH_3	CH_3	É 120°	1,4382	0,849	73	100 (1)	256
C_2H_5	C_2H_5	$É_{20}$ 69-70°	1,4542	0,870	90	-	228 (5)
CH_3	C_6H_5	$É_{20}$ 158-160°	1,5607	1,050	85	156 (1)	250
CH_3	β-$C_{10}H_{11}$	$É_{0,6}$ 146-148°	1,5636	1,048	86	194	189
C_6H_5	C_6H_5	F 95°	-	-	70	221	-
$(CH_2)_4$		$É_{25}$ 83-86°	1,4838	0,949	90	165	252
$(CH_2)_5$		$É_{25}$ 98-100°	1,4894	0,949	91	168 (1)	240
$(CH_2)_6$		$É_{25}$ 117-120°	1,4956	0,968	81	149	227

Aminométhyl-1 amino-1 indane : $É_{0,8}$ 116-118°; n_D^{25} 1,5708; d_{25}^{25} 1,074; Rdt 79 %; dérivé diacétylé F 172°.

3. *Transposition des diamines.* — L'action du nitrite de sodium est effectuée à 0° sur une solution hydroacétique de la base. La cétone, isolée après 24 h, est caractérisée par sa dinitrophénylhydrazone (10).

La cétone transposée est identique à celle qui résulte de l'action de l'acide nitreux sur les α-aminoalcools correspondants dans lesquels OH est tertiaire. Par ailleurs, les taux de transposition sont voisins.

R.	R'.	Cétone transposée.	Rdt désamination (%). Diamine.	Rdt désamination (%). Amino-alcool.
CH_3	CH_3	$CH_3.CO.CH_2.CH_3$	10	-
C_2H_5	C_2H_5	$C_2H_5.CO.CH_2.C_2H_5$	30	-
CH_3	C_6H_5	$CH_3.CO.CH_2.C_6H_5$	75	84 (6)
CH_3	β-$C_{10}H_{11}$	$CH_3.CO.CH_2.C_{10}H_{11}$ (*)	-	-
C_6H_5	C_6H_5	$C_6H_5.CO.CH_2.C_6H_5$	90	85 (7)
$(CH_2)_4$		$(CH_2)_5CO$	50	75 (8)
$(CH_2)_5$		$(CH_2)_6CO$	60	60 (8)
$(CH_2)_6$		$(CH_2)_7CO$	60	60-70 (8)

(*) La (tétralyl-6')-1 propanone-2, non signalée ($É_{0,4}$ 117-122°; n_D^{25} 1,5417; d_{23}^{25} 1,038; semi-carbazone F 128°; DNP F 126°) a été obtenue en traitant l'acide tétralyl-6 acétique par le mélange anhydride acétique-pyridine.

Lorsque les deux radicaux sont acycliques, le taux de transposition est faible.

Si l'un des radicaux est acyclique ($R=CH_3$) et l'autre aromatique ($R' = C_6H_5$ ou β-$C_{10}H_{11}$), le taux est élevé et la transposition résulte de la seule migration du radical aromatique. La réaction est donc comparable à celle que M. Tiffeneau et H. Cahnmann (6) avaient observée dans la désamination de l'amino-1 phényl-2 propanol-2.

Le taux de transposition est plus élevé lorsque les deux radicaux sont aromatiques ($R = R' = C_6H_5$).

Enfin, en série cyclanique, d'une part, l'extension de cycle est comparable à celle de l'aminométhyl-1 cyclohexanol-1 observée par M. Tiffeneau, P. Weill et Mlle B. Tchoubar (9), d'autre part, dans ces transpositions, les rendements sont analogues à ceux signalés par Mlle B. Tchoubar (8) pour les aminométhyl-1 cyclanols-1.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) H. Reihlen, G. v. Hessling, H. Huhn et E. Weinbrenner, *Ann.*, 493, 1932, p. 20.

(2) A. Funke et P. Kornmann, *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 241.

(3) D. O. Holland et J. H. C. Nayler, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 3403.

(4) H. M. Woodburn et L. B. Lathroum, *J. Org. Chem.*, 19, 1954, p. 285.

(5) C. R. Porter et M. B. Wood, *J. Inst. Petroleum*, 37, 1951, p. 388.

(6) M. Tiffeneau et H. Cahnmann, *Bull. Soc. Chim.*, 1935, p. 1876.

(7) H. Felkin, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 20.

(8) Mlle B. Tchoubar, *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 164.

(9) M. Tiffeneau, P. Weill et Mlle B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 54.

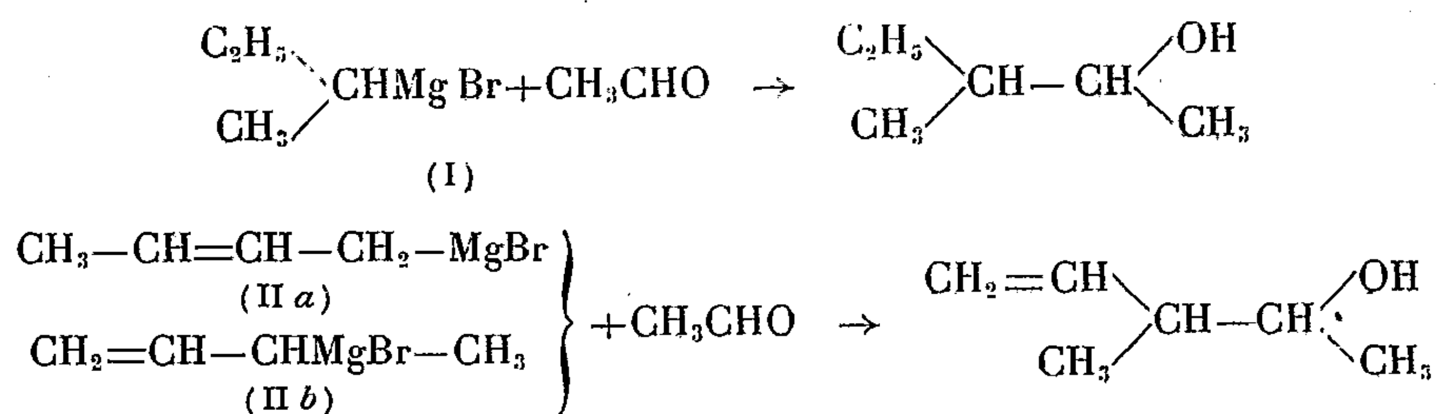
(10) L'aminométhyl-1 amino-1 indane ne donne lieu qu'à des produits de polymérisation non identifiables.

(*Laboratoire de Chimie organique,*
Faculté de Pharmacie, Montpellier.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Stéréochimie des réactions d'addition sur l'acétaldéhyde des bromures de s-butylmagnésium et de buténylmagnésium.* Note (*) de Mme **Yvonne Gault**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les réactions de condensation entre le bromure de *s*-butylmagnésium ou de buténylmagnésium et l'acétaldéhyde sont très peu stéréosélectives. La seconde réaction a vraisemblablement lieu à partir de la forme α-méthylallyle, sans transposition.

Nous avons étudié comparativement les réactions d'addition sur l'acétaldéhyde des bromures de *s*-butylmagnésium (I) et de buténylmagnésium (II). Ces réactions ont été effectuées dans l'éther à différentes températures comprises entre + 35° et — 70°. Elles conduisent respectivement aux *érythro* et *thréo* méthyl-3 pentanols-2 et aux *érythro* et *thréo* méthyl-3 pentène-4 ols-2.



Leurs stéréosélectivités sont très faibles et correspondent à un très léger excès d'*érythro* (3 % sans variation notable avec la température) pour la première, à un très léger excès de *thréo* (1 %, atteignant 5 % à — 70°) pour la seconde.

Il est intéressant de rapprocher ces résultats de ceux observés lors de la réaction entre le chlorure d'α-phényléthylmagnésium et l'acétaldéhyde; cette réaction conduit surtout au phényl-3 butanol-2 *érythro*, avec une stéréosélectivité importante ([1]). Les faibles stéréosélectivités des deux réactions décrites dans la présente Note ne sont pas surprenantes si l'on considère la différence minime existant entre les volumes des radicaux éthyle ou vinyle et celui du radical méthyle.

Cependant le mécanisme de la réaction avec le bromure de buténylmagnésium pose un problème auquel nos résultats pourraient apporter un éclaircissement.

On sait en effet depuis longtemps que les bromures de crotyle et d'α-méthylallyle donnent le même réactif de Grignard « buténylé » auquel a été attribuée la structure primaire (crotyle, II *a*) ([2]), ([3]). Ce réactif de Grignard réagit avec les aldéhydes et les cétones pour donner naissance à des produits d'addition de structure secondaire (α-méthylallyle, II *b*) ([3]), ([4]).

Deux types d'explications ont été avancés pour interpréter ces faits ([5]) :

A. Dans le réactif de Grignard, les deux formes sont en équilibre mobile; la forme crotyle (II *a*) est largement prépondérante, mais la forme α-méthylallyle (II *b*) de beaucoup plus réactive, de sorte que l'équilibre entre les deux formes se déplacerait continuellement en faveur de cette dernière au cours de la réaction.

B. Le réactif de Grignard est exclusivement sous forme crotyle (II *a*) et une transposition a lieu au stade de la condensation. Cette transposition se ferait par un état de transition cyclique à six chaînons.

Un tel état de transition cyclique peut se faire de deux manières, selon

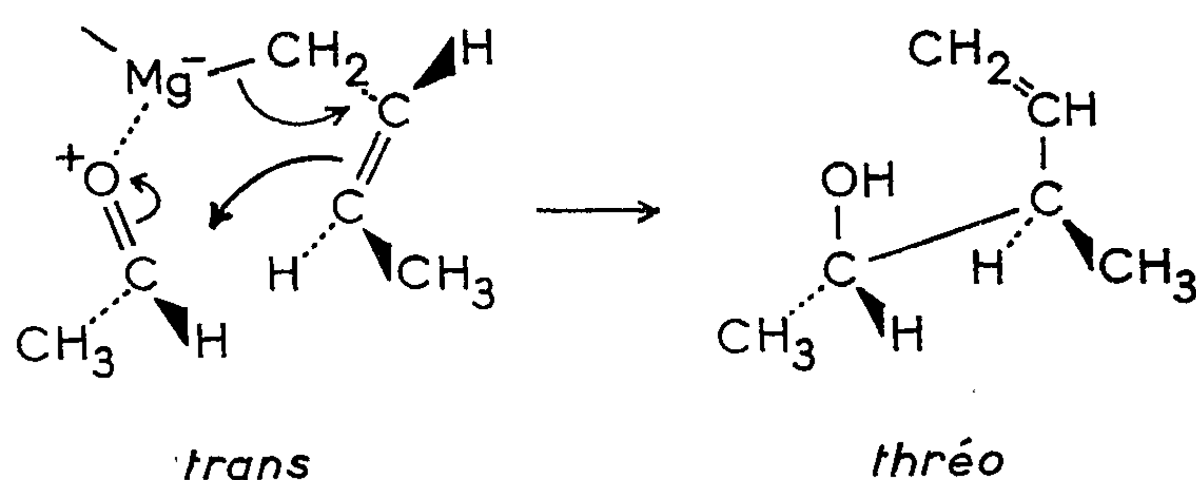


Fig. 1.

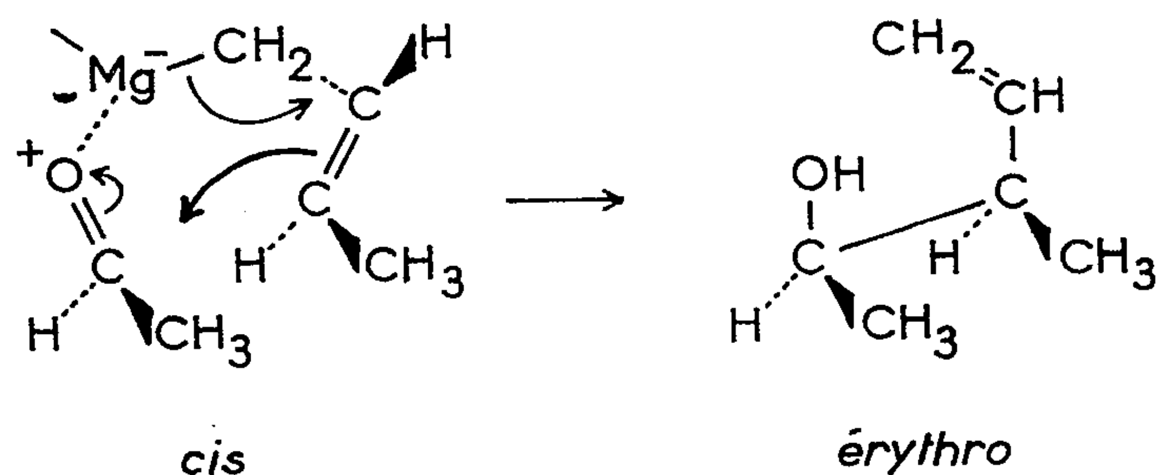


Fig. 2.

que les groupes méthyles provenant l'un de l'acétaldéhyde, l'autre du magnésien, sont en cis ou en trans; le cycle qui comporte les méthyles en trans doit être largement favorisé à cause des répulsions stériques moindres entre les groupes méthyles. Aussi, si la seconde hypothèse était juste, pourrait-on s'attendre à obtenir une nette prédominance du diastéréo-isomère *thréo*.

Or, la très faible stéréosélectivité de la réaction, et sa ressemblance à cet égard avec celle qui met en jeu le bromure de *s*-butylmagnésium, semblent cadrer mal avec l'hypothèse d'un état de transition cyclique. Tout se passe donc comme s'il y avait, dans notre cas tout au moins, addition directe de la forme α-méthylallyle du magnésien sur l'acétaldéhyde. Ce point de vue est appuyé par l'étude du spectre de résonance magnétique nucléaire du bromure d'allylmagnésium, qui ne peut être interprété que par un équilibre dynamique entre deux formes tautomères [6].

Partie expérimentale. — Les proportions d'alcools diastéréoisomères sont déterminées par chromatographie gazeuse, d'après la hauteur des pics en introduisant une légère correction, à l'aide d'une colonne de 5 m contenant 25 % d'un mélange 9/1 de diglycérol et de polyéthylèneglycol 400 sur brique. Sur cette colonen, l'*érythro* méthyl-3 pentanol-2 sort avant le *thréo*, mais cet ordre est inversé pour les alcools éthyléniques, où le *thréo* sort avant l'*érythro* [7].

Les configurations des méthyl-3 pentanols-2 sont établies par réaction du diéthylmagnésium sur les cis et trans époxy-2,3 butanes [8], [9]. Celles des méthyl-3 pentène-4 ols-2, par hydrogénation séparée (Pt O_2) de chaque diastéréoisomère, recueilli à la chromatographie gazeuse, en méthyl-3 pentanol-2 correspondant.

3.5-*dinitrobenzoates* : Méthyl-3 pentanols-2 [10] ($C_{13}H_{16}O_6N_2$) : *érythro* F 55,5-56°; *thréo* F 55-56° (mélange F 49-51°). Méthyl-3 pentène-4 ols-2 ($C_{13}H_{14}O_6N_2$) : *érythro* F 70-71°; *thréo* F 60,5-61°.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) I. Elphimoff-Felkin et H. Felkin, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 450.

(2) W. G. Young et J. D. Roberts, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 1472 et Mémoires précédents; M. Gaudemar, *Bull. Soc. Chim.*, 1958, p. 1475.

(3) C. Prévost, M. Gaudemar, L. Miginiac, F. Bardone-Gaudemar et M. Andrac, *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 679; R. H. DeWolfe et W. G. Young, *Chem. Rev.*, 56, 1956, p. 753.

(4) J. D. Roberts et W. G. Young, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 148; Ou Kiun Houo, *Ann. Chim.*, (11), 13, 1940, p. 175.

(5) M. S. Kharasch et O. Reinmuth, *Grignard Reactions of Nonmetallic Substances*, Constable and Co, London, 1954, p. 1155-1156.

(6) J. E. Nordlander et J. D. Roberts, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 1769.

(7) Ce renversement est peut-être imputable à l'existence d'une liaison hydrogène dans le *thréo* méthyl-3 pentène-4 ol-2 (*cf.* C. H. DePuy et P. R. Story, *Tetrahedron Letters*, n° 6, 1959, p. 20).

(8) D. L. Cottle et L. S. Powell, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 2267.

(9) F. H. Norton et H. B. Hass, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 2147.

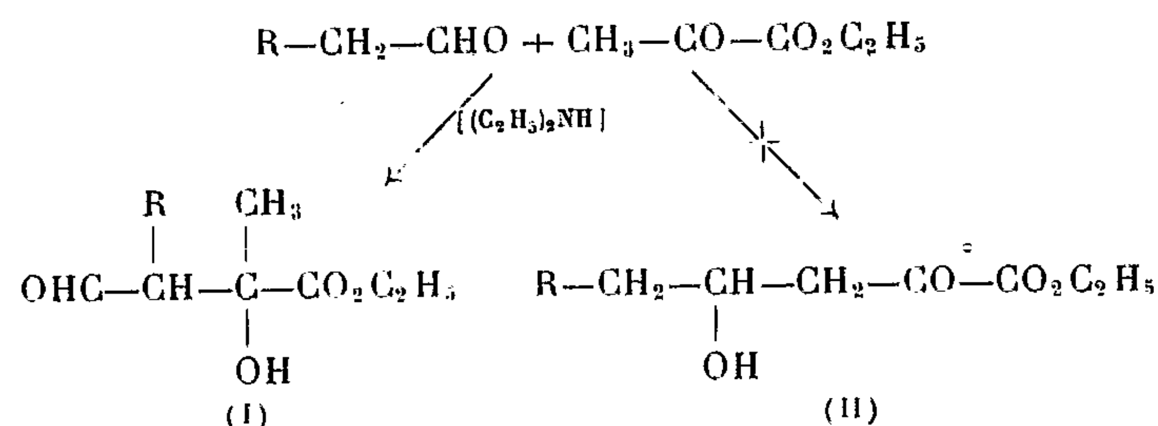
(10) Les points de fusion de 45 et 51° trouvés par les auteurs (9) correspondent probablement à des mélanges.

(*C. N. R. S., 25, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation de l'acide pyruvique avec des aldéhydes aliphatiques. Propriétés chimiques et structure de l'hydroxy-2 méthyl-2 éthyl-3 n-butanaloïque.* Note (*) de MM. **Jean Schreiber** et **Camille G. Wermuth**, présentée par M. Marcel Delépine.

La structure de l'hydroxy-2 méthyl-2 éthyl-3 *n*-butanaloïque a été établie par l'étude de son spectre infrarouge et par son comportement chimique, en particulier par la caractérisation de ses produits de réduction et d'oxydation.

Dans une Note antérieure ([1]) nous avons admis que les aldéhydes gras et le pyruvate d'éthyle, en milieu anhydre et en présence de diéthylamine, conduisaient, par une réaction d'aldolisation, aux esters-aldéhydes hydroxylés (I) et non aux esters cétoniques isomères (II) :



Cette conclusion résulte de l'étude des propriétés chimiques et du spectre infrarouge effectuée sur un représentant-type de la série, l'hydroxy-2 méthyl-2 éthyl-3 *n*-butanaloïque ou semi-aldéhyde méthyl-éthylmalique et son ester éthylique (I, $R = C_2H_5$).

Cet acide est obtenu ([1]) lorsque l'aldéhyde de départ est le *n*-butanal. C'est un liquide huileux, légèrement jaunâtre, indistillable, soluble dans l'eau.

Agité à froid avec un excès de soude diluée, il régénère l'acide pyruvique et l'aldéhyde *n*-butyrique qui se dimérise immédiatement.

Cette scission est aussi réalisée par pyrolyse de son ester éthylique. En distillant ce dernier sans précautions à la pression atmosphérique, on recueille un mélange de *n*-butanal et de pyruvate d'éthyle. Ces deux produits sont facilement séparés par rectification et caractérisés.

L'acide-aldol libre ne donne aucune coloration avec le perchlorure de fer en milieu alcoolique, nous n'avons jamais réussi à le cycliser en α-céto γ-*n*-propyl γ-butyrolactone, ni à préparer un dérivé quinoxalinique avec l'*o*-phénylène-diamine. Ces faits militent contre la structure α-cétonique γ-hydroxylée (II).

La nature aldéhydique de la fonction carbonylée ne peut être mise en évidence par les réactifs classiques de Tollens ou de Nessler. En effet, ces derniers par leur alcalinité régénèrent l'aldéhyde de départ et donneraient des réactions faussement positives, même avec (II).

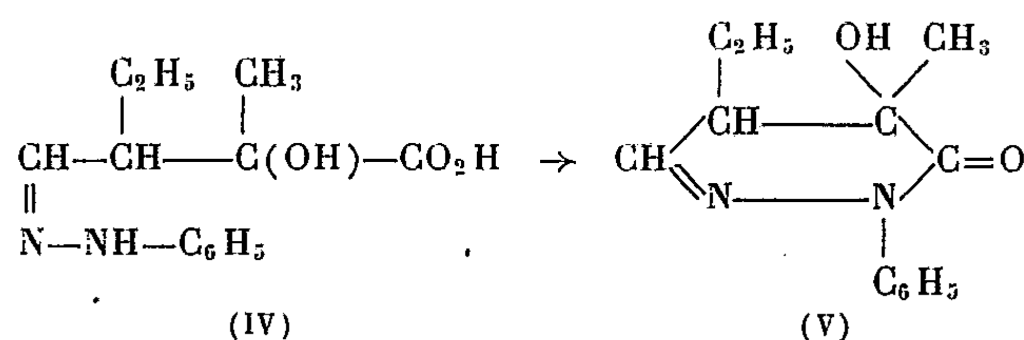
Par contre le spectre infrarouge de l'ester éthylique (I) montre à 2 725 cm^{-1} la bande très caractéristique des vibrations d'élongation de la liaison C—H du groupement —CHO.

La fonction aldéhydique réagit normalement avec l'hydroxylamine et la semicarbazide, elle conduit à l'oxime et à la semicarbazone. Ces dérivés possèdent encore une fonction acide, ce qui permet la détermination de leur poids moléculaire.

Oxime; $C_7H_{13}O_4N$; P. M. : calculé 175; trouvé 179; F 174°.

Semicarbazone; $C_8H_{15}O_4N_3$; P. M. : calculé 217; trouvé 217; F 199°.

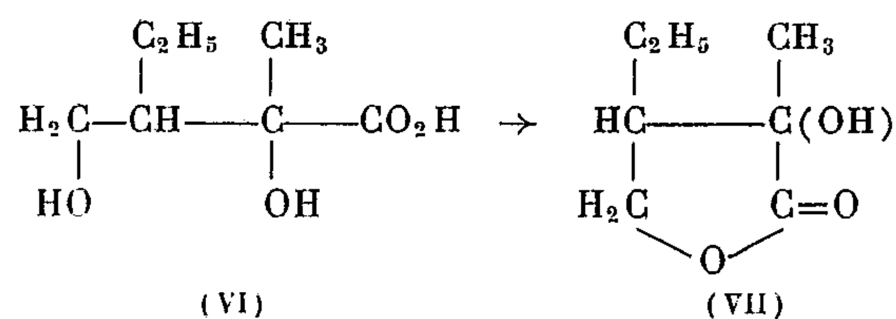
L'action de la phénylhydrazine est par contre plus complexe. La phénylhydrazone (IV) se cyclise au bout de quelques jours en un dérivé de la tétrahydropyridazone (V), ne présentant plus de carboxyle libre.



Analyse : $C_{13}H_{15}N_2O_2$; tétrahydro-2.3.4.5 hydroxy-4 méthyl-4 éthyl-5 phényl-2 pyridazone-3, P. M. 232,3; F 193°.

Calculé %, C 67,15; H 6,96; N 12,0; trouvé %, C 67,2; H 7,00; N 11,8.

La réduction du groupement aldéhydique de l'hydroxy-2 méthyl-2 éthyl-3 *n*-butanaloïque au moyen de borohydrure de potassium en milieu bicarbonaté conduit avec de bons rendements à l'acide α-γ-dihydroxylé (VI) qui se lactonise immédiatement en hydroxylactone (VII) :

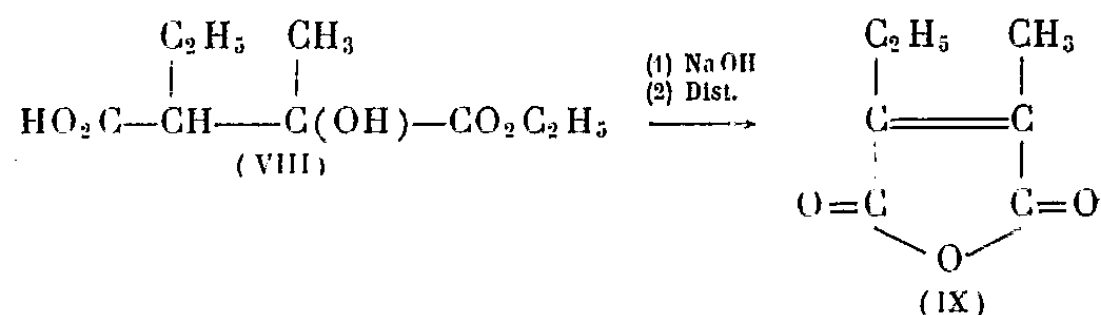


Cette lactone est purifiée par distillation ($É_{0,05}$ 82°), elle se solidifie à + 15° environ, la détermination de son poids moléculaire est possible par ouverture du cycle en milieu alcalin et dosage de l'alcali en excès.

(VII); $C_7H_{12}O_3$; calculé %, C 58,3; H 8,39; P. M. 144; trouvé %, C 58,5; H 8,39; P. M. 143,5; d_4^{22} 1,114; n_D^{21} 1,4583; R. M. : calculé 35,60; trouvé 35,15.

L'oxydation permanganique douce (MnO_4K à 5 % dans de la pyridine aqueuse, à 0°) de l'ester éthylique conduit au semi-ester méthyl-éthyl-maléique (VIII). Par saponification de ce dernier, puis distillation sous la pression atmosphérique, nous avons obtenu l'anhydride méthyléthyl-

maléique (IX), déjà décrit par Michaël et Tissot ([2]).



(IX); $C_7H_7O_3$; P. M. calculé 140; trouvé 144; $É_{14}$ 103°; d_4^{20} 1,115; n_D^{20} 1,4682; R. M. calculé 33,51; trouvé 34,90.

Cet ensemble de données expérimentales nous a amenés à retenir pour le produit de condensation la formule ramifiée (I), et non la formule linéaire (II).

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) P. Cordier, J. Schreiber et C. G. Wermuth, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1668.

([2]) Michaël et Tissot, *J. prakt. Chem.*, 46, 1892, p. 298.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté de Pharmacie, 2, rue Saint-Georges, Strasbourg.*)

GÉOLOGIE. — *Sur l'extension des assises supérieures du Westphalien dans le Sud-Est de la France.* Note (*) de MM. **Jean Sarrot-Reynauld** et **Jean Haudour**, transmise par M. Léon Moret.

De nombreux travaux dans le dôme de la Mure et la bordure est du Massif Central, joints aux études sur le massif de l'Estérel et sur les bassins houillers des Alpes montrent l'importance de l'extension du Westphalien D dans le Sud-Est de la France.

Nous avons montré antérieurement [1] l'existence des assises du Westphalien D dans les massifs cristallins externes des Alpes. Les meilleurs points d'observation de cette formation à laquelle nous avons donné le nom d'assise de la Faurie se trouvent dans le bassin houiller de la Mure où elle est surmontée par le conglomérat des Merlins et les assises du Stéphanien productif.

Lors d'une visite récente en compagnie de MM. Pruvost et Moret, nous avons pu montrer l'abondance des *Mixoneura* du groupe de l'*ovata* dans certains gisements, tel celui des Sagnereaux dont ils constituent la presque totalité de la flore. Depuis cette visite, de nombreux travaux ont permis de mieux connaître l'extension des assises du Westphalien D.

Dôme de la Mure. — 1° Le sondage de la Crouillonne n° 4 ($x = 868{,}582$; $y = 295{,}026$; $z = 1308$) foré par les Houillères du bassin du Dauphiné, a rencontré entre 639,1 et 642 m sur un socle formé de micaschistes, une brèche à matrice argileuse peu abondante, riche en galets de micaschistes et de quartz, identique à la brèche de base de l'assise de la Faurie.

Entre 624,5 et 639,1, le sondage a recoupé une série formée de schistes rubannés alternant avec des grès zonés et quelques bancs de schistes fins qui ont fourni *Pecopteris Bioti.*

Au-dessus de cette assise un conglomérat situé entre 624,5 et 598,4 sépare ces assises des schistes et grès du Stéphanien productif. Il est formé de galets, de schistes et de grès houillers mêlés de très nombreux fragments de quartz. L'épaisseur de cette série et son faciès lithologique, conforme aux prévisions, permettent de l'identifier à l'assise de la Faurie, c'est-à-dire au Westphalien D. La présence de *Pecopteris Bioti*, espèce de l'assise de la Houve, selon P. Corsin, permet de confirmer ce point de vue. La révision des Pécoptéridées du bassin houiller de la Mure qui fait l'objet d'une Note séparée de Mlle S. Martin a d'ailleurs montré la présence dans l'assise de la Faurie des espèces du Westphalien D de la Sarre lorraine : *Pecopteris Bioti, P. acuta.* Ces espèces ne se trouvent jamais dans les assises de la série productive stéphanienne.

2° *Pecopteris acuta* a pu être retrouvé associé à *Mixoneura ovata* dans les échantillons provenant de la base du sondage de Cognet ($x = 871{,}450$; $y = 291{,}850$; $z = 529$). Sous des assises qu'on peut attribuer à la partie

inférieure de la série productive, des schistes fins ont en effet livré à 514 m de profondeur une empreinte attribuée antérieurement à *Linopteris neuropteroides* mais qui est en réalité *Mixoneura ovata* Hoffmann. Ce même niveau a fourni *Pecopteris acuta.*

3° Un sondage de reconnaissance foré verticalement par les H. B. D. dans l'anticlinal Bois-Freynet-Villaret depuis le T. B. du niveau 12 a traversé une série très complète sous le mur de la Grande Couche.

A la base, les micaschistes du rameau externe de Belledonne rencontrés à 433,4 m sont surmontés par 0,4 m de brèche à éléments cristallins sur laquelle on observe des schistes rubannés parfois zonés, renfermant de nombreuses plages de végétaux hachés.

A 429,8 m une carotte nous a fourni une penne de *Mixoneura ovata* très bien conservée. Le passage entre Westphalien et Stéphanien est plus continu ici que dans les autres coupes. Peut-être faut-il voir dans la sédimentation tourbillonnaire qui affecte les schistes et les grès l'équivalent latéral du conglomérat des Merlins. Ce caractère se retrouverait au sondage de Cognet cité plus haut.

4° Au Nord-Est du bassin houiller de la Mure, de nouveaux gisements du Westphalien D ont pu être localisés grâce aux sondages entrepris par la Compagnie Équatoriale des Mines à Petitchet, sur la bordure ouest du synclinal matheysin. Le sondage PE_1 ($x = 870{,}925$; $y = 305{,}325$; $z = 939$) a rencontré sous le Trias reposant en discordance angulaire, les bancs subverticaux du Houiller dont des schistes noirs à grain fin nous ont fourni de bonnes empreintes de *Mixoneura* et des débris végétaux flottés.

Le sondage PE_2 ($x = 870{,}935$; $y = 305{,}340$; $z = 939$) a retrouvé une série identique reposant sur un socle de micaschistes mais les assises du Westphalien sont surmontées de schistes et de grès stéphaniens comportant une couche de charbon clastique.

Le sondage PE_3 ($x = 870{,}925$; $y = 305{,}313$; $z = 935$), lui, a recoupé en série régulière les assises de base du Houiller, à savoir; Stéphanien, brèche de base, Westphalien D, brèche de base, micaschistes.

L'existence de l'assise de la Faurie à Petitchet où les formations du synclinal matheysin sont remontées par la faille Est-Ouest Jonche-Festinière montre l'existence d'une continuité relative entre le bassin de la Mure et les assises d'Oris ou d'Entraigues où existent les ensembles stéphaniens et westphaliens.

Bordure Est du Massif Central. — Nous avons pu retrouver une assise identique à l'assise de la Faurie tant du point de vue paléobotanique que lithologique, dans les carottes du sondage de Vallon foré par la S. N. P. A. sur la bordure est du Massif Central ($x = 762{,}805$; $y = 236{,}655$; $z = 100$). Après avoir traversé à partir de 2 521 m une série riche en Esthéries et *Mixoneura flexuosa* (2 525 m, série de Gagnères) la sonde a retrouvé à partir de 3 070 m les schistes et grès de la série de Bessèges ([2]), chevauchée ici.

A la base de cette série (de 3 225 à 3 240) une série conglomératique

identique à celle des Merlins surmonte des schistes gréseux micacés et des schistes fins à débris végétaux qui constituent l'équivalent de l'assise de la Faurie. Si la série supérieure est incontestablement charriée sur le Stéphanien classique du bassin du Gard, la série inférieure confirme l'identité entre les bassins du bord du Massif Central et ceux des Massifs cristallins externes.

Massif de l'Estérel. — L'extension du Westphalien D est d'ailleurs plus vaste puisque dans le bassin du Reyran qui sépare en deux le massif de l'Estérel, le secteur de Boson montre, selon P. Bordet (3), deux séries dont l'inférieure, celle de Boson, est constituée par une épaisse formation d'arkoses entrecoupées de lits de conglomérats contenant à son niveau supérieur un niveau de boghead. Cette formation est surmontée par 30 ou 50 m d'un conglomérat à galets de quartz blanc qui ravine la série de Boson.

Cet ensemble rappelle étrangement par ses caractères lithologiques et stratigraphiques les séries de la Faurie et des Merlins dont il possède la flore déterminée par A. Carpentier qui a conduit P. Bordet à admettre l'âge Westphalien D de la série de Boson.

Conclusions. — Si l'on tient compte du fait que l'assise de Tarentaise définie par J. Fabre, R. Feys et Ch. Greber (4) est l'équivalent de notre assise de la Faurie et que les conglomérats de la base de l'assise de Courchevel peuvent représenter l'équivalent du conglomérat des Merlins, on est frappé par l'importance de l'inondation au Westphalien D, inondation qui s'est étendue du bassin briançonnais, seul envahi au Westphalien inférieur et moyen, aux massifs cristallins externes des Alpes et au Massif Central, par suite de l'arrêt de la subsidence en Briançonnais et surtout d'un mouvement de bascule général du socle contemporain de l'orogénèse asturienne.

Il n'est pas possible pour le moment d'évoquer l'existence d'une phase tectonique à la base du Westphalien supérieur, comme vient de le faire pour l'Espagne R. H. Wagner (5) qui y distingue une phase léonienne. S'il existe des formations rappelant les assises carbonifères sous l'assise de la Faurie, leurs faciès sont trop dénaturés par le métamorphisme pour qu'on puisse espérer préciser leur âge véritable.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) L. Moret, J. Haudour et J. Sarrot-Reynauld, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 165.

(2) P. Pruvost et P. Corsin, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1284.

(3) P. Bordet, *Mém. Serv. Carte géol. Fr.*, 1951.

(4) Fabre, Feys et Greber, *IVe Congrès Strat. Carb.*, Heerlen, 1958.

(5) R. H. Wagner, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2804.

(Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Grenoble et Service géologique des Houillères du bassin du Dauphiné.)

GÉOLOGIE. — *La structure du chaînon Bastille-Jalla-Mont Rachais près de Grenoble.* Note (*) de MM. **Reynold Barbier** et **Jacques Debelmas**, transmise par M. Léon Moret.

La structure complexe de ce chaînon, interprétée jusqu'ici comme une série d'écailles superposées, est, en réalité, déterminée par une succession de failles verticales ou peu inclinées et de décrochements perpendiculaires à la direction des couches.

L'arête de la Bastille, dominant Grenoble au Nord et sur laquelle s'achève actuellement le nouvel Institut de Géologie, a une structure fort complexe.

Celle-ci avait retenu l'attention de divers géologues, notamment W. Kilian (1905) (1), F. Blanchet et E. Chagny (1922) (2), puis Ch. Pussenot (1939) (3), qui en fit l'étude la plus complète en rapport avec les exploitations de ciment de la Porte de France. Pour cette même raison, l'un de nous (R. B.) a été amené à rechercher en surface les accidents rencontrés dans les exploitations souterraines et c'est alors que le style en écailles décrit par Ch. Pussenot avec une certaine véhémence à l'endroit des « géologues officiels » de l'Université de Grenoble, s'est avéré tout à fait inadéquat.

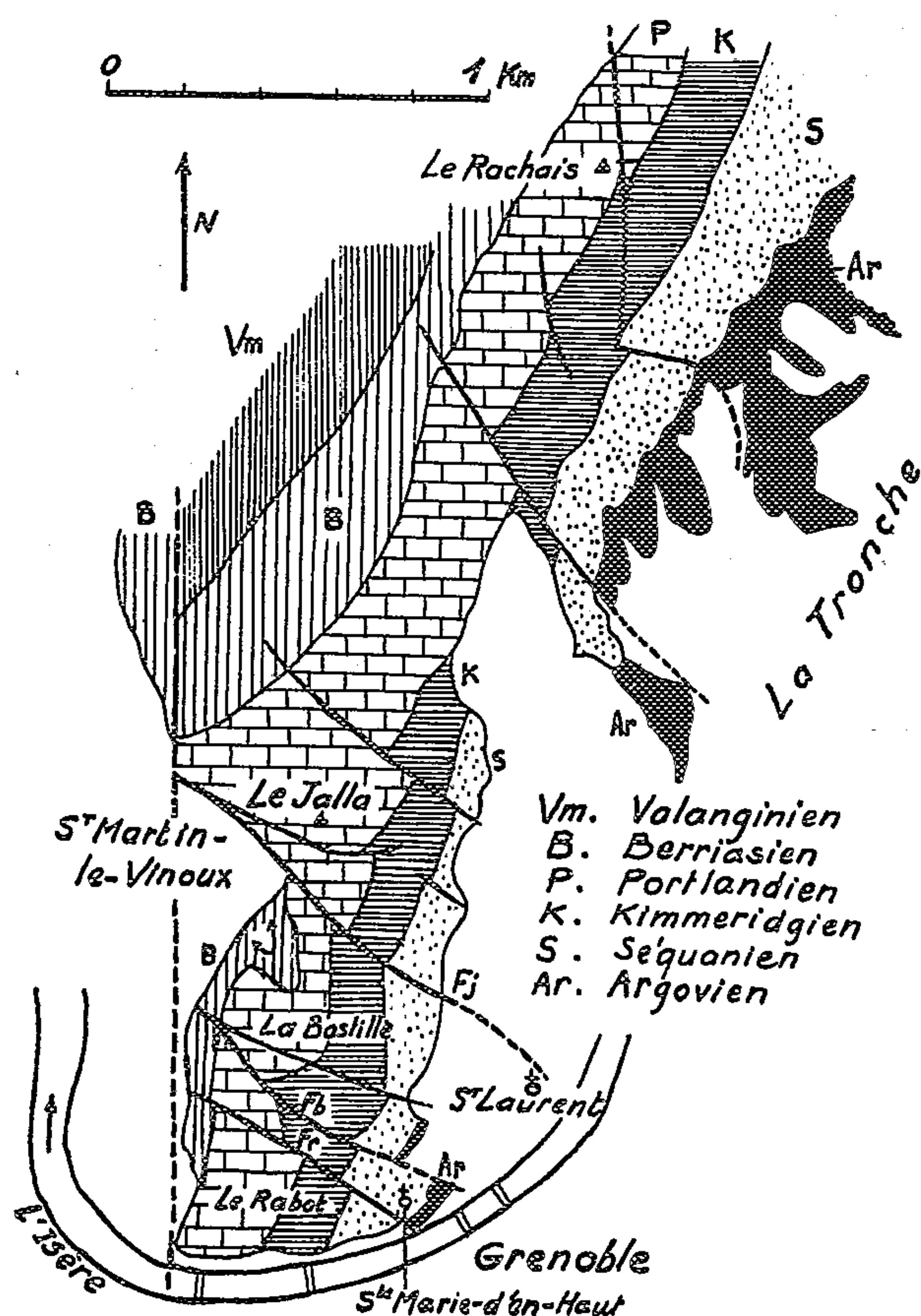
L'allure en écailles superposées avec pendages variables de l'une à l'autre est sans doute l'impression première que donne l'arête Porte de France-Bastille, quand on la regarde en enfilade, mais en réalité, il s'agit simplement d'une série de *compartiments faillés* diversement disséqués par les érosions glaciaires et qui ont presque tous joué en *décrochement*, comme le prouvent, de façons multiples, les stries des plans de failles, les replis que ces déplacements latéraux ont provoqué à l'intérieur même des divers compartiments, certains renversements locaux de la série et de nombreux replis et rebroussements des couches. Une description plus détaillée de cette structure devant être donnée ultérieurement, nous n'indiquerons ici que les grandes lignes de ce style tectonique assez particulier.

L'accident majeur est le grand « *décrochement du Jalla* » qui part au Sud-Est de l'église Saint-Laurent, passe à l'extrémité du replat situé derrière le téléphérique, puis au pied de la grande falaise tithonique qui domine Saint-Martin-le-Vinoux. C'est là que le cisaillement de l'arête tithonique atteint l'ampleur maximale avec un décrochement de 250 m vers l'Ouest, décalant nettement l'arête assez régulière du Jalla par rapport à celle de la Bastille.

Dans le détail, ce cisaillement se fait par deux failles successives se réunissant vers l'Ouest : la supérieure (ruines du Jalla), chevauchante vers le Sud repose sur la tranche des couches de la lèvre inférieure qu'elle rebrousse vers l'Ouest, démontrant ainsi, de façon frappante, l'avancée du Jalla dans cette direction. Ce mouvement se lit aussi dans la lèvre sud de la faille inférieure (plate-forme de la Bastille) où le Tithonique est également

rebroussé, contre le décrochement, à la verticale ou même localement déversé, et où le Berriasien forme sur le versant occidental de la montagne, au-dessus du lieudit La Saucisse, un très net repli synclinal.

Le compartiment de la Bastille est lui-même limité au Sud par la « *faille de la Bastille* » qui a joué de façon analogue et provoqué à son tour le renversement des couches dans la grande carrière qui domine l'usine des



ciments de la Porte de France. Cette faille se prolonge sur l'autre versant entre les Instituts de Géologie et de Géographie, en cours de construction.

Enfin, derrière le fort Rabot, passe la « *faille du Rabot* » qui tronque, au Nord, la série très régulière et à pendage 70° Ouest environ de la Porte de France : ces deux dernières failles encadrent et expliquent la colline du couvent de Sainte-Marie-d'en-Haut.

D'autres accidents annexes compliquent aussi cette structure et, plus au Nord, jusqu'à la Vence, d'autres failles de même style cisaillent encore l'arête tithonique. La plus importante sépare le Jalla du Rachais et une autre, dont le plan est à fort pendage Nord-Est, passe par le sommet de ce dernier.

Le col de Vence lui-même a probablement aussi une origine tectonique et

la fracture qui le détermine se prolonge au Sud à la Tour-des-Chiens où elle est bien visible.

Enfin, un accident d'un autre style est la « *faille de Saint-Martin-le-Vinoux* » Nord-Sud, qui tronque à l'Ouest toute cette série hâchée de failles et de décrochements, et qui, jouant un rôle important dans l'hydrogéologie de ce secteur, fut mise en évidence à cette occasion par l'un de nous (R. B.).

On peut alors se demander à quoi est dû ce style particulier. De toute évidence, il correspond à un brusque changement de direction de l'arête tithonique redressée à 70° environ. Trop rigide pour s'adapter en souplesse, elle s'est alors rompue suivant le plan vertical du grand décrochement qui a permis la forte avancée vers l'Ouest du Jalla par rapport au rocher de la Porte de France. Celui-ci apparaît alors, avec sa série régulière, comme « bloqué » par rapport à l'avancée du Jalla et du Rachais, ce qui explique les deux failles de la Bastille et du Rabot, d'amplitude décroissante vers le Sud. Malheureusement, la plaine alluviale qui s'étale si largement au Sud rend une interprétation plus générale assez hypothétique pour l'instant.

Néanmoins, l'apparition de ces failles dont la direction générale est parallèle à celle de la Cluse de l'Isère, et qu'on retrouve aussi sur l'autre rive (bois de Vouillant), laisse penser que le synclinal transverse auquel est due cette cluse passe, à son extrémité sud-est, à un véritable fossé d'effondrement, ce qui expliquerait aussi l'interruption si étonnante de l'Urgonien du Néron, au-dessus de la Buisserate.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) W. Kilian, *Les dislocations de la montagne de la Bastille, près Grenoble*, 1905, *C.R.A.F.A.S.*, Congrès de Grenoble, 1904.

(2) F. Blanchet et E. Chagny, *Le Promontoire de la France, près de Grenoble, analyse, technique détaillée*, *B.S.C.G.F.*, 24, n° 149, 1922-1923.

(3) Ch. Pussenot, *Stratigraphie et tectonique de la montagne de la Bastille et du mont Jalla, près Grenoble*, 1939, Imprimerie générale, Grenoble.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Sur une corrélation entre les atmosphériques siffleurs et les perturbations géomagnétiques.* Note (*) de M. **Atsuski Kimpara**, présentée par M. Jean Lecomte.

Il y a une corrélation entre les parasites siffleurs et les perturbations magnétiques; elle est la plus forte deux jours après la perturbation magnétique.

Pour étudier la corrélation entre la fréquence de l'apparition des sifflements et celle des perturbations géomagnétiques, nous avons examiné les résultats obtenus durant l'A. G. I. et l'A. C. I., entre le 1[er] juillet 1957 et le 30 juin 1959, à ses stations de Toyokawa (coord. géogr. 34° 50′ N, 137° 22′ E. 6; coord. géomag. + 24°5 et 203°5) et de Wakkanai (coord. géogr. 45° 22′ N et 141° 41′ E. 6; coord. géomag. + 35° 3 et 206° o), en les comparant aux indices K trihoraires déterminés à l'Observatoire géomagnétique de Kakioka.

Afin de pouvoir caractériser l'activité géomagnétique journalière, nous proposons « l'indice K efficace », obtenu en faisant la somme des valeurs des K de chaque jour, supérieures ou égales à 5.

Les indices 5, 6,5 (remplaçant 6 et 7) et 8 (pour $K \geq 8$) correspondent respectivement à des états classés respectivement comme modérément perturbés.

Nous établissons un diagramme, qui indique la corrélation entre les valeurs de K efficaces journalières ainsi définies et les fréquences d'apparition des sifflements correspondants, ceci pour une durée de deux années.

Nous trouvons qu'il convenait de distinguer deux groupes parmi les derniers. Les uns appartiennent au « groupe d'hiver », s'étendant d'octobre ou novembre à mars ou avril, période durant laquelle on observe régulièrement de nombreux sifflements et les autres, ou « groupe d'été », allant de mai à septembre inclus, les sifflements se manifestant alors en nombre plus faible et plus irrégulièrement. Il est apparu qu'il était difficile de mettre en évidence une loi unique, qui engloberait les deux groupes.

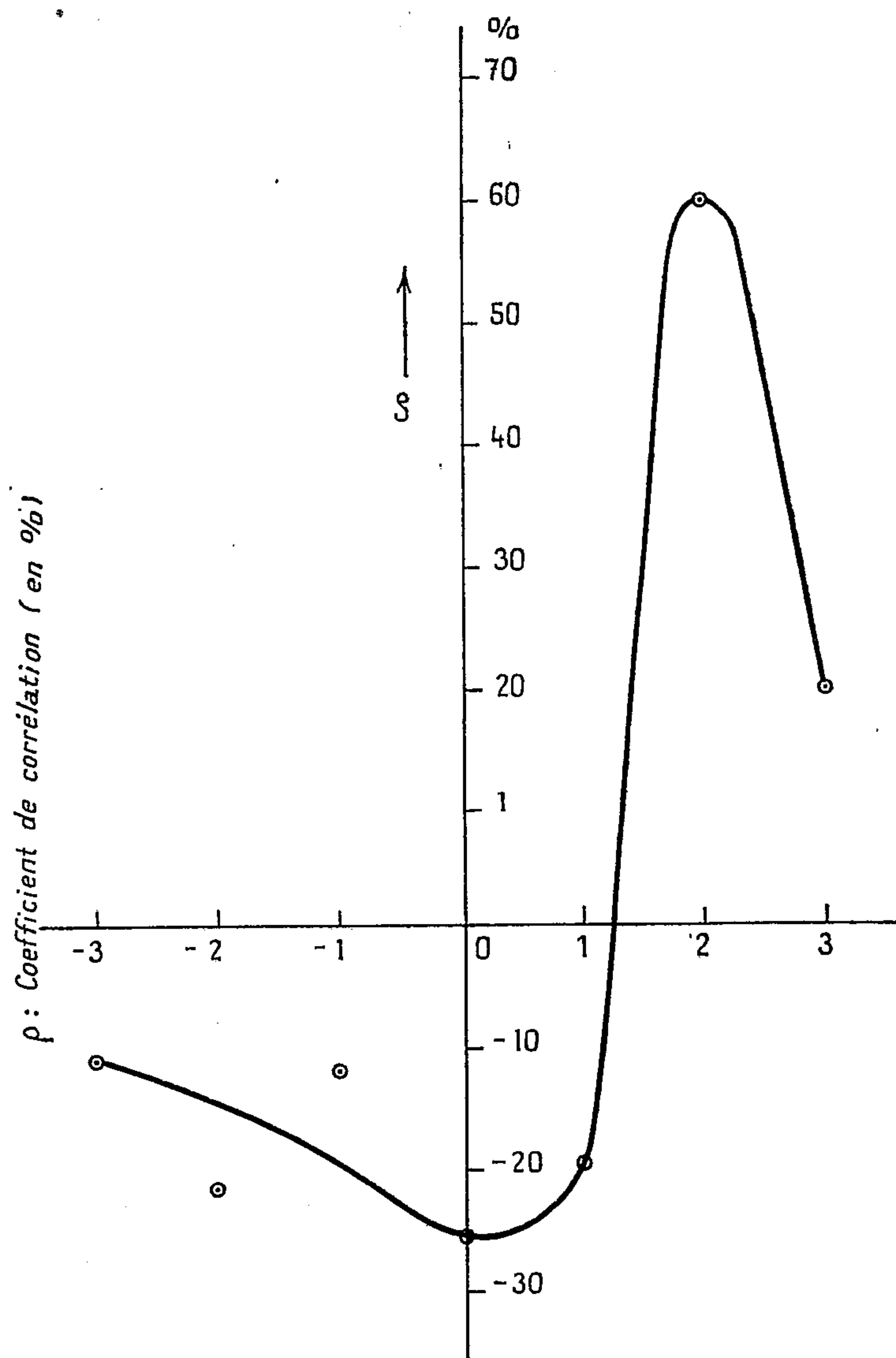
Nous déduisons de nos résultats que les fréquences d'apparition des sifflements étaient sous la dépendance d'un certain nombre de facteurs : variations saisonnières des activités orageuses troposphériques, répartition des densités électroniques et des valeurs du champ géomagnétique dans l'ionosphère et l'exosphère, liées elles-mêmes à l'activité solaire, et peut-être à d'autres phénomènes cosmiques.

Les variations diurnes des « K efficaces » ne rentrent que pour une part dans les variations ci-dessus.

Pour cette raison, nous pensons qu'il convient de faire porter l'examen de la corrélation sur les mois où nous avions enregistré le plus de sifflements, c'est-à-dire, ceux de septembre, décembre 1957, janvier, février,

mars, décembre 1958, janvier, février, mars 1959 et ceux se limitant à la station de Wakkanai, où les sifflements étaient les plus fréquents.

Retenant les jours perturbés caractérisés par un « K efficace » supérieur



Décalage compté en jours par rapport à celui de la perturbation

à 6, nous recherchons sa corrélation avec la fréquence d'apparition des sifflements et nous trouvons que la corrélation se montrait la plus marquée, deux jours après la perturbation magnétique.

Cette conclusion s'accorde avec la valeur du coefficient de corrélation correspondant, qui atteint alors + 0,60 comme le montre la figure ci-jointe.

Ce décalage de deux jours paraît donc ainsi établi, en remarquant cependant que l'examen du groupe des mois d'été n'a permis aucune conclusion.

(*) Séance du 21 mars 1960.

PALÉOBOTANIQUE. — *Répartition stratigraphique des* Pécoptéridées *dans le bassin houiller de la Mure (Isère).* Note (*) de Mlle **Simone Martin**, transmise par M. Léon Moret.

L'étude systématique des Pécoptéridées du bassin de la Mure a permis d'établir des zones stratigraphiques. *Pecopteris Bioti* et *Pecopteris acuta* confirment l'existence du Westphalien D (assise de la Faurie) et les espèces de l'assise productive appartiennent toutes au Stéphanien A.

La flore fossile du bassin houiller de la Mure a fait l'objet de nombreuses déterminations de la part de P. Bertrand, puis de P. Corsin qui en a publié les résultats en 1950, mais les recherches s'étant multipliées, les empreintes recueillies récemment sont très nombreuses.

La révision des Pécoptéridées provenant du bassin houiller de la Mure, que nous avons entreprise, a donc porté sur les échantillons des collections du Laboratoire de Géologie de Grenoble, sur ceux des collections des Houillères du bassin du Dauphiné, sur de nombreuses carottes de sondage et enfin sur des échantillons recueillis par nous en surface et au fond, soit au total plus de 350 échantillons. Cette étude ne porte cependant que sur les échantillons dont la provenance est repérée avec précision.

Nous avons pu ainsi dresser une liste de toutes les espèces du genre *Pecopteris* recueillies dans le bassin. Ce sont :

1. Groupe du *P. plumosa-dentata : P. plumosa-dentata* Artis (commun); *P. acuta* Brongniart (fort rare); *P. Bioti* Brongniart (rare).

2. Groupe du *P. longifolia : P. Platoni* Grand'Eury (fréquent).

3. Groupe du *P. saræfolia : P. saræfolia* P. Bertrand (très abondant); *P. saræfolia* var. *lobata* P. Corsin (sporadique); *P. Bucklandi* Brongniart (commun).

4. Groupe du *P. Miltoni : P. villosa* Brongniart (peu fréquent); *P. micromiltoni* P. Bertrand (très rare); *P. pinnatifida* Gutbier (peu abondant); *P. lamurensis* Heer (très abondant); *P. oreopteridia* Schlotheim (peu commun).

5. Groupe du *P. polymorpha : P. polymorpha* Brongniart (très abondant); *P. polymorpha* forme *minor* P. Corsin (assez exceptionnel); *P. pseudobucklandi* Andrae (unique).

6. Groupe du *P. arborescens : P. arborescens* Schlotheim (très abondant); *P. cyathea* Schlotheim (très fréquent); *P. affinis* Brongniart (peu abondant); *P. pilosa* P. Corsin (très rare); *P. pectinata* P. Bertrand (peu fréquent); *P. lepidorachis* Brongniart (commun); *P. hemitelioides* Brongniart (abondant); *P. Candollei* Brongniart (commun).

7. Groupe du *P. unita : P. unita* Brongniart (fréquent).

8. Groupe du *P. feminæformis : P. feminæformis* Schlotheim (rare).

9. Ptéridospermée : *P. Plückeneti* Schlotheim (fréquent).

Ces espèces présentent une répartition assez diverse dans la série stratigraphique du bassin houiller de la Mure qui comporte, selon J. Haudour et J. Sarrot-Reynauld, à la base une assise inférieure dite de la Faurie, surmontée par un conglomérat qui la sépare des assises stériles du mur de la formation productive, laquelle comporte de bas en haut : Couche inférieure, Banc au Mur de Trois-Bancs, Trois-Bancs, Banc au Toit de Trois-Bancs, Couche Henriette, Banc repère, Banc de Mur, Grande Couche, Banc du Toit, Couche Rolland. La série se termine par des grès et schistes de l'assise stérile du Toit.

P. acuta (Bgnt) et *P. Bioti* (Bgnt) sont bien caractérisés dans l'assise de la Faurie (sondages de Crouillonne 4 et de Cognet, les Sagnereaux) où ils sont cantonnés. Ils n'ont jamais été trouvés dans les assises supérieures et représentent des espèces caractéristiques datant cette assise du Westphalien D, selon P. Corsin, au même titre que le *Mixoneura ovata*. Dans cette assise, apparaissent cependant *P. hemitelioides*, *P. polymorpha*, *P. cyathea*, *P. arborescens*, *P. Bucklandi*, *P. saræfolia*, *P. Candollei* et *P. unita* qui vont poursuivre leur développement dans l'assise productive.

P. hemitelioides et *P. unita* vont disparaître au sommet du groupe des Trois-Bancs, de même que le *P. affinis* qui est localisé dans cet horizon avec lequel il disparaît définitivement; *P. pseudobucklandi* semble également se limiter à ce niveau qui comporte aussi : *P. arborescens*, *P. cyathea*, *P. Candollei*, *P. Bucklandi*, *P. lepidorachis*, *P. saræfolia*, *P. polymorpha*. De même apparaissent ici : *P. lamurensis*, *P. oreopteridia*, *P. pinnafitida*, *P. Platoni*, *P. plumosa dentata*, *P. villosa*.

Du point de vue stratigraphique, la couche Henriette ne semble pas marquer un horizon bien caractéristique malgré l'extinction de *P. saræfolia* à ce niveau où les espèces communes poursuivent leur développement. On les retrouve encore au niveau du Banc repère, bien que cet horizon riche en faune soit assez pauvre en flore. *P. feminæformis* apparaît toutefois avec cet horizon. Les espèces citées ci-dessus prolifèrent dans le Banc de Mur et les formations du Mur de la Grande Couche, sans qu'apparaissent d'espèces nouvelles.

Après l'épisode de forte subsidence qui correspond à la Grande Couche, la prédominance de *P. lamurensis* et de *P. feminæformis* s'affirme dans les massifs de végétation semblables aux précédents, mais où il faut noter l'apparition soudaine de *P. pectinata* et la disparition concomitante de *P. plumosa-dentata* dans le toit de Grande Couche et le mur du Banc de Toit.

Le *P. oreopteridia* semble disparaître au niveau du Banc du Toit ainsi que *P. feminæformis*, tandis que *P. lamurensis* atteint son apogée.

Au niveau de la Couche Rolland, *P. lamurensis* et *P. Bucklandi* restent très abondants tandis que *P. villosa* gagne en importance. Dans les assises stériles du Toit, quelques espèces subsistent encore : *P. cyathea*, *P. pinnatifida*, *P. pectinata*.

L'ensemble de la flore de la série productive que nous venons d'étudier présente donc des caractères nettement stéphaniens et plus précisément du Stéphanien A, selon P. Corsin, puisque les espèces rencontrées sont celles de l'assise de Sarrelouis en Sarre-Lorraine. Si les variations verticales de la flore sont sensibles, il n'en est pas de même des variations latérales dans le bassin; nous n'avons pu en observer aucune d'un bord à l'autre de celui-ci.

En résumé, l'étude des Pécoptéridées permet certaines conclusions. L'assise de la Faurie, équivalente de l'assise de La Houve, est caractérisée comme celle-ci par *P. Bioti* et *P. acuta* : elle est d'âge Westphalien D. La série stéphanienne, elle, montre quelques horizons caractéristiques du point de vue paléontologique :

— le groupe des Trois-Bancs est caractérisé par *P. affinis* et *P. pseudo-bucklandi.* Il correspond aussi à l'extinction du *P. hemitelioides* et du *P. unita*;

— la Couche Henriette marque l'extinction de *P. saræfolia*;

— le Banc repère marque l'apparition de *P. feminæformis* qui n'apparaît d'ailleurs que dans la partie supérieure de l'assise de Sarrelouis (zone de Dilsburg);

— la Grande Couche marque la disparition de *P. plumosa-dentata* et l'apparition de *P. pectinata*;

— enfin la Couche Rolland révèle l'extension du *P. villosa.*

Dans la série productive les espèces stéphaniennes telles que : *P. polymorpha*, *P. cyathea*, *P. lamurensis* ne doivent pas être considérées comme caractéristiques d'un horizon; ce sont des espèces banales.

Du point de vue paléontologique enfin, il est à remarquer que l'extinction de *P. Bioti* et de *P. acuta*, formes du groupe *P. plumosa-dentata*, concordant avec celle de *Mixoneura ovata*, annonce un remaniement dans les associations floristiques à la suite des mouvements asturiens.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(*Laboratoire de Géologie, Faculté des Sciences de Grenoble.*)

MYCOLOGIE. — *Pouvoir antibiotique d'*Alternaria humicola *Oudemans.* Note (*) de Mlle **Yvette Parès** et M. **Michel Afanchao Attisso**, transmise par M. Louis Emberger.

Une souche d'*Alternaria humicola*, parasite de frondes de *Pteris longifolia*, exalte le développement des prothalles de Fougères et inhibe celui d'assez nombreuses bactéries. Deux antibiotiques ont été isolés des filtrats de culture. Mais, après de nombreux repiquages sur milieux artificiels, le métabolisme de la souche s'est profondément modifié. Finalement, elle ne donne plus qu'un seul antibiotique, différent des deux premiers.

Au cours de recherches sur le développement, *in vitro*, en milieu aseptique, des gamétophytes de quelques Polypodiacées, l'un de nous [1] a constaté que des cultures de prothalles du *Pteris longifolia*, souillées par un champignon, l'*Alternaria humicola* [2], présentaient un développement beaucoup plus accéléré que les cultures pures.

La présence du champignon était due à des fragments de frondes parasitées, mélangés aux spores, au moment de la récolte, les filaments mycéliens intratissulaires ayant résisté à la méthode de stérilisation par le chlorure de chaux [3].

Des essais de culture des mêmes prothalles, en présence de pénicilline, permirent de constater que cet antibiotique exalte aussi le développement des gamétophytes [1].

Par ailleurs, on put observer que le champignon introduit dans des tubes de bouillon, préalablement ensemencés avec du staphylocoque (souche Oxford), inhibait la croissance de ce microorganisme.

Le champignon était donc capable, comme la pénicilline, à la fois, d'accélérer le développement des prothalles et d'empêcher celui des bactéries. Nous avons essayé d'isoler la ou les substances responsables de cette double propriété.

Dans ce but, nous avons ensemencé l'*Alternaria humicola* sur différents milieux, et nous avons procédé à des extractions sur les filtrats de culture. Des essais de séparation, par chromatographie sur colonne d'alumine, nous ont permis d'obtenir quatre produits principaux, dont deux antibiotiques :

1° une substance blanche, active, *in vitro*, sur des germes Gram-positifs et Gram-négatifs, non toxique pour les animaux;

2° une substance d'aspect huileux, jaune verdâtre, moins active *in vitro*, mais dépourvue également de toxicité;

3° une substance gommeuse blanche favorisant la croissance des bactéries;

4° un pigment orangé, inactif sur les bactéries.

Ces recherches ont été poursuivies pendant un peu plus d'un an. Au bout de ce temps, nous avons observé des modifications progressives dans les

produits obtenus : le pigment orangé n'a plus été retrouvé et finalement, nous n'avons recueilli que deux substances, la gomme blanche déjà connue et un antibiotique, différent des deux précédents, peu actif et se présentant sous la forme d'une huile jaune. Ceci rappelle les observations antérieures de Darpoux et coll. qui, travaillant sur l'*Alternaria Solani*, n'ont plus obtenu, après plusieurs mois de culture, la substance cristallisée, active, qu'ils avaient isolée ([4]).

Ces phénomènes traduisent des modifications profondes de la biologie des souches et posent le problème de savoir si des souches, qui ont été cultivées longtemps au laboratoire, peuvent retrouver leurs propriétés initiales.

Nous poursuivons nos recherches dans cette voie, pour essayer de provoquer la réapparition des produits signalés plus haut et de les expérimenter sur les gamétophytes des Fougères.

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) Y. PARÈS, *Thèse Sc. Nat.*, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 2e série, 1958.

([2]) Détermination de MM. F. Moreau et G. Dognet.

([3]) G. HUREL-PY, *Rev. gén. Bot.*, 1950-1957, p. 637.

([4]) H. DARPOUX et coll., *Ann. I. N. A. R.*, 4, 1952, p. 423-487.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la teneur en acides uroniques des Algues brunes.* Note de M. **Marcel Quillet**, présentée par M. Raoul Combes.

On donne les résultats des analyses faites sur les thalles récoltés en juillet sur les côtes de Bretagne de 18 espèces d'Algues brunes (de divers ordres). On utilise pour doser les acides uroniques une microméthode de décarboxylation chlorhydrique dont on a contrôlé la rigueur.

Les thalles des plus grandes espèces de Phéophycées : ceux des *Laminaria* et des *Fucus* notamment, abandonnent facilement dans l'eau douce légèrement alcalinisée une substance qui prend en gel dès qu'on acidifie l'extrait : c'est l'acide alginique découvert naguère par E. C. C. Stanford (1883) et utilisé industriellement aujourd'hui. Cette substance est composée exclusivement de restes d'acides uroniques : acide *d*-mannuronique et acide *l*-guluronique [1].

Elle est généralement accompagnée d'une autre substance moins insoluble dans les acides étendus, extractible dans l'eau, avec laquelle elle forme des mucilages épais : la fucoïdine. Celle-ci contient elle aussi des restes uroniques, mais cette fois associés à des groupements glucidiques complexes plus ou moins estérifiés par de l'acide sulfurique. Chez les espèces qui en sont le mieux pourvues : *Pelvetia canaliculata*, (D. et T.), *Fucus spiralis* (L.), *Ascophyllum nodosum* (L.), *Bifurcaria tuberculata* (S.), *Himanthalia lorea* (L.), etc., la fucoïdine est facile à distinguer sous le microscope dans les coupes fraîches discrètement teintées par des traces de rouge de ruthénium dissoutes dans l'eau de mer. Tandis que l'algine vivement colorée forme une couche d'épaisseur uniforme revêtant la cellulose des cellules vivantes, la fucoïdine apparaît comme un ciment amorphe, à peine rosé, colmatant les espaces laissés libres dans l'entrelac des hyphes.

On ignore quel est l'acide uronique engagé dans cette molécule; on ne possède, sauf pour une ou deux espèces, que des indications sommaires sur les glucides qui l'accompagnent; une étude systématique de ces substances, comme il a été fait pour de nombreuses Algues rouges, nous a paru souhaitable.

C'est dans le cadre d'une telle recherche, dont nous espérons donner prochainement les premiers résultats, que nous avons été amené à évaluer le mieux possible la quantité globale d'acides uroniques produits par les Phéophycées les plus courantes de nos côtes.

Il nous est apparu que les analyses publiées étaient généralement sous-estimées (elles ne concernent qu'une dizaine d'espèces) : soit parce que l'acide alginique seul avait été pris en considération dans les dosages faits sur les algues « industrielles », soit parce que pour l'analyse des espèces plus petites on a utilisé le dosage chromatographique d'hydrolysats très appauvris par un traitement acide violent et prolongé.

Nous avons préféré nous servir d'une méthode fondée sur la décarboxylation des acides uroniques libres ou combinés sous l'action de l'acide chlorhydrique bouillant, à 15 %. Cette décarboxylation faite sur des échantillons purs, dans un appareillage spécialement mis au point, nous livrait en 6 ou 7 h la quantité théorique de CO_2 (22,6 %) à partir de quantité de substrat contenant de 100 à 200 mg d'acide uronique.

La précaution essentielle était de ne traiter ainsi qu'une poudre d'algue aussi complètement que possible privée des substances autres que celles que nous voulions analyser, en tous cas de celles qui auraient été capables de donner de l'acide carbonique dans les conditions du dosage.

Proportion d'acides uroniques implicites dans les thalles des Algues brunes, récoltées à Dinard (Ile-et-Vilaine) en juillet 1959.

Ordres.	Genres et espèces.	Résidu (sec 110°) pour 100 de thalle entier épuisé.	Acides uroniques (A).	Acides uroniques (B).
Ectocarpales.	*Asperococcus bullosus* (L.)	86,8	16,3	14,6
	Desmarestia viridis (L.)	80,5	34,8	28,1
Sphacelariales.	*Cladostephus spongiosus* (J. G. Ag.)	80,8	20,3	17,8
Laminariales.	*Laminaria digitata* (Lamour)	62,2	41,0	25,6
	Laminaria saccharina (L.)	62,4	44,0	27,6
	Chorda filum (Stackh.)	59,4	41,3	24,4
Dictyotales.	*Dictyota dichotoma* (Lamour)	50,3	31,8	16,0
	Taonia atomaria (J. G. Agardh)	53,9	32,7	17,6
	Padina pavonia (Gaillon)	73,0	19,6	14,3
	Dictyopteris membraneacea (Bat.)	78,4	31,5	24,7
Fucales.	*Fucus spiralis* (Lamour)	79,3	33,3	26,4
	Fucus serratus (Lamour)	77,9	31,5	23,0
	Ascophyllum nodosum (Le Jol.)	78,8	39,0	30,8
	Pelvetia canaliculata (Dcne)	61,6	30,8	19,3
	Hymanthalia lorea (Lyngb.)	67,0	38,1	25,7
	Bifurcaria tuberculata (Stackh.)	57,0	44,2	25,4
	Halidrys silicosa (Lyngb)	68,1	26,2	17,9
	Cystoseira ericoïdes (C. A. Agardh)	87,1	25,6	22,5

(A) Par rapport à 100 des thalles épuisés par l'alcool fort.
(B) Par rapport à 100 des thalles entiers sec 110°.

L'attaque chlorhydrique était donc précédée de traitements alcooliques prolongés à l'appareil de Kumagawa puis d'un traitement très court à l'air libre (20 s) par l'acide chlorhydrique concentré bouillant, immédiatement avant d'adapter la fiole d'attaque à l'appareil analyseur.

Le premier traitement a pour but d'extraire les lipides et pigments lipidiques, le mannitol et les glucides à petites molécules, les acides organiques et les protides à faible poids moléculaire, les chlorures minéraux. L'ébullition très brève en milieu acide décompose les carbonates qui ont échappé aux épuisements et chasse le gaz carbonique qui en provient,

sans que les polyuronides aient eu le temps de commencer leur décarboxylation.

La poudre résiduelle soumise à l'analyse renferme encore il est vrai, outre les substances à doser, de la cellulose, un reste de laminarine, les glucides de la fucoïdine, ainsi que les grosses molécules protidiques. Mais des essais rigoureux nous ont montré que la présence de ces substances étrangères ne pouvait modifier d'une façon tant soit peu notable nos résultats. Un mélange, en quantité supérieure à celle que nous devions attendre, de glucose, galactose, arabinose, xylose et fucose ne nous a donné dans nos conditions expérimentales que des traces indosables de CO_2 et il en fut de même pour un test protidique (200 mg de caséine) que nous avons essayé.

Le tableau précédent résume la série des analyses auxquelles nous nous sommes livré sur des Algues récoltées en une même localité : Dinard, et à une même époque : début de juillet 1959. Les nombres correspondent à la moyenne de deux résultats très comparables.

La proportion des polyuronides est toujours très élevée même pour les espèces minces et peu charnues, elle est très supérieure à celle qu'on a pu obtenir d'autres groupes végétaux traités de façon comparable (pulpe de racine de Betterave sucrière 10,8 %; *Mnium hornum* 10 %; *Codium tomentosum* 4,2 %; *Clitocybe nebularis* 7,1 %).

Il n'est guère douteux que cette grande quantité de matière peu métabolisée contribue grandement à maintenir l'équilibre cathionique du milieu intérieur malgré le grand excès de sodium et de magnésium du milieu marin, grâce à leur remarquable pouvoir d'échange; et qu'elle aide à maintenir la turgescence des Algues qui « découvrent » à chaque marée grâce à leur non moins remarquable aptitude à s'imbiber et à retenir l'eau.

(1) F. G. FISCHER et H. DÖRFEL, *Z. physiol. Chem.*, 302, 1955, p. 186.

ZOOLOGIE. — *Nouvelles recherches sur le polytypisme d'*Idotea baltica *(Pallas) (Isopode Valvifère) : définition d'*I. b. stagnea *nov. ssp.* Note (*) de Mme **Emmanuelle Tinturier-Hamelin**, transmise par M. Louis Fage.

L'Idotée des étangs saumâtres du Roussillon diffère par des caractères morphologiques et biologiques héréditaires de l'*I. b. basteri* typique, franchement marine, de Méditerranée; elle doit être considérée comme une sous-espèce distincte : *I. b. stagnea.*

Dans une Note récente ([1]), j'ai montré qu'en dehors d'une sous-espèce *baltica* Dahl habitant les eaux dessalées de la Baltique, l'espèce *Idotea baltica* (Pallas) comprenait deux sous-espèces typiquement marines : *I. b. tricuspidata* Dahl (de l'Atlantique, de la Manche et de la mer du Nord) et *I. b. basteri* Audouin (de la Méditerranée). Dans le cadre des recherches entreprises sur le polytypisme et le polychromatisme d'*I. baltica*, j'ai été conduite à étudier une Idotée abondamment représentée dans les étangs littoraux du Roussillon et rapportée communément par les auteurs à *I. b. basteri* : selon l'interprétation généralement établie, une même *I. b. basteri* grouperait donc des populations inféodées, les unes à un milieu franchement marin, les autres à des étangs nettement saumâtres.

A la suite de récoltes abondantes réalisées dans l'étang du Canet, j'ai pu comparer d'une part sur du matériel fixé lors des prélèvements, d'autre part sur des individus tous élevés au laboratoire dans des conditions identiques, un échantillon de ces populations saumâtres à des *basteri* indiscutables, marines, provenant de Marseille. Cette étude, à la fois morphologique et biologique, m'a prouvé que la forme méditerranéenne saumâtre différait, par des caractères de portée systématique certaine, de la véritable *I. b. basteri* exclusivement marine, dont elle reste cependant très proche parente : il convient donc d'en faire une nouvelle sous-espèce d'*I. baltica* que je propose d'appeler *I. b. stagnea.*

Les principaux caractères morphologiques séparant *stagnea* de *basteri* sont les suivants :

1° La taille moyenne des individus de la population naturelle du Canet est environ moitié de celle des représentants de *basteri*. Les plus grands individus de *stagnea*, dans la nature, ne mesurent que 13 mm.

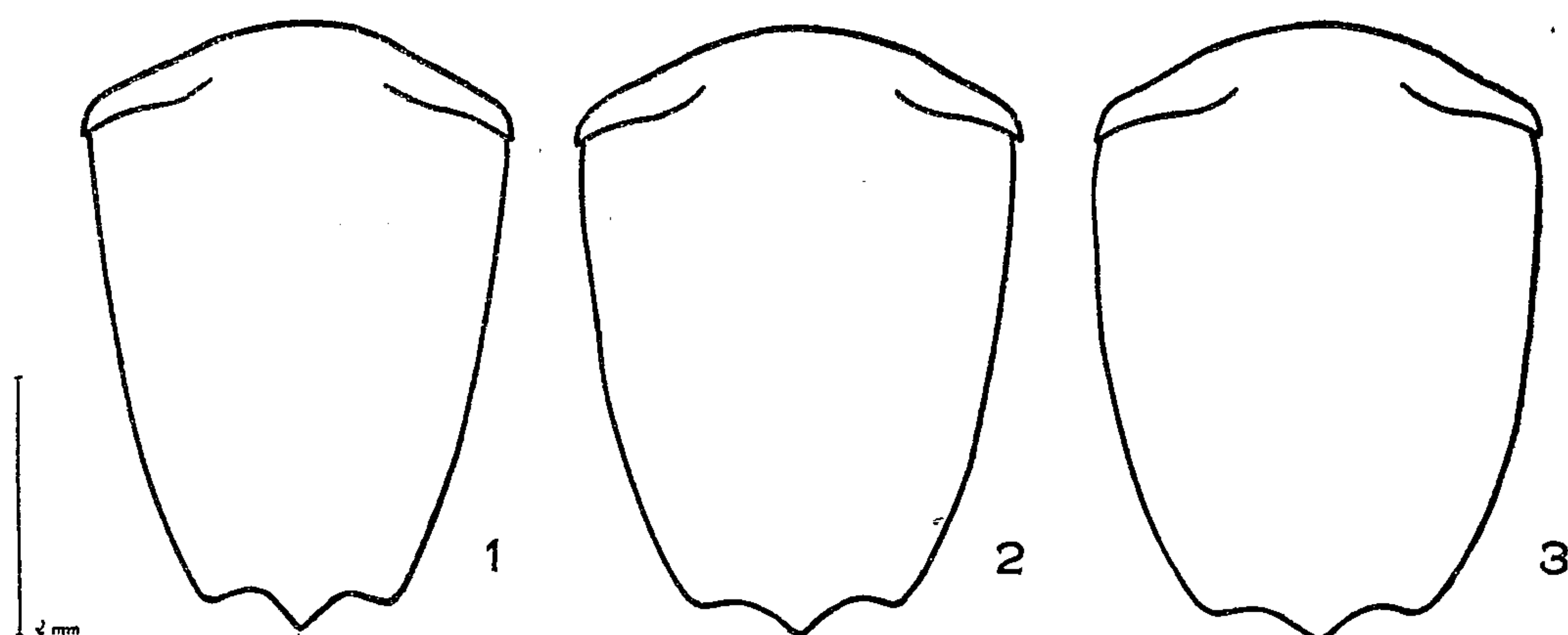
2° L'*appendix masculina* des ♂ *stagnea* adultes, dans la nature, dépasse souvent largement l'extrémité distale de l'exopodite du pléopode II, contrairement à ce qui a lieu chez les *basteri*, où il ne l'atteint jamais.

3° L'allure générale de *stagnea*, dans les deux sexes, est moins massive que celle de *basteri :* à taille égale, la forme saumâtre présente un péréion et un pléon nettement moins larges que ceux de *basteri*. Ce fait, nettement visible à un examen même superficiel (*fig.* 1), sera précisé par une analyse biométrique actuellement en cours. De plus, les antennules, les antennes

et les péréiopodes de *stagnea* sont légèrement plus longs que ceux de *basteri*.

Certaines de ces différences morphologiques entre *stagnea* et *basteri* sont héréditaires : en effet, si l'on élève l'Idotée des étangs au laboratoire, dans de l'eau de mer de salinité normale, sa taille et la longueur de son *appendix masculina* deviennent sensiblement égales à celles des individus des populations marines de *basteri*, mais elle conserve son allure générale caractéristique, qui la rapproche de l'*I. b. tricuspidata* nordique.

De plus, le développement post-embryonnaire de *stagnea* et de *basteri*, suivi au laboratoire, dans des conditions identiques, montre que la réalisation des caractères morphologiques de ces deux formes (par exemple,



Pléotelson d'individus ♂ de même taille d'*I. b. stagnea* (1), d'*I. b. basteri* (3) et d'un hybride *basteri-stagnea* (2).

du caractère tridenté de l'extrémité distale du pléotelson) s'échelonne sur le même nombre de stades environ, mais que les taux de croissance entre chacun de ces stades sont moins importants chez *stagnea*. En outre, l'étude comparative des développements post-embryonnaires des deux formes met en évidence une apparition plus précoce des caractères sexuels secondaires mâles chez les *stagnea*.

La petite forme ne peut être considérée comme un simple accommodat de *basteri* à des milieux saumâtres : des caractères morphologiques et biologiques, assez peu apparents mais héréditaires, séparent *stagnea* de *basteri*.

I. b. stagnea reste cependant systématiquement proche de *basteri* et s'avère plus voisine de *basteri* que de *tricuspidata*. En effet, l'hybridation expérimentale entre *stagnea* et *basteri* réussit toujours, quel que soit le sens des croisements; les hybrides de première génération sont féconds entre eux et avec leurs parents et présentent un aspect intermédiaire entre les parents (*fig.* 1). L'hybridation expérimentale est également très facile entre *stagnea* et *tricuspidata*, tout au moins dans le sens ♀ *stagnea* × ♂ *tricuspidata*; mais les croisements réciproques sont plus difficiles à réaliser

en raison de la taille trop petite qu'atteignent la plupart des ♂ *stagnea* par rapport aux ♀ *tricuspidata* susceptibles de pondre.

La meilleure solution au problème systématique posé par les *stagnea* consiste à les interpréter comme une nouvelle sous-espèce, au second degré, d'*I. baltica.* La pauvreté relative du polychromatisme des *stagnea* (seuls les phénotypes majeurs *uniforme* et *bilineata* étant représentés dans les populations naturelles) concorde, en effet, avec leurs particularités écologiques pour autoriser l'hypothèse selon laquelle cette forme dériverait, par isolement géographique, des *basteri* typiques. Le couple de sous-espèces méditerranéennes *basteri-stagnea* semble ainsi devoir être mis en parallélisme avec le couple nordique *tricuspidata-baltica* qui présente curieusement la même dualité écologique.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2437.

(*Faculté des Sciences de Caen et Laboratoire Maritime de Luc-sur-Mer.*)

CYTOLOGIE. — *Aspects morphologiques du transit de l'eau dans les tubes de Malpighi de* Gryllus domesticus (*Orthoptère Gryllidæ*). *Étude d'une néphrose osmotique.* Note (*) de M. **André Berkaloff**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le parallélisme qui existe entre les structures des cellules du tube contourné proximal du rein des Vertébrés et du tube de Malpighi des Insectes est frappant. Il nous a incité à étudier ces structures dans des conditions équivalentes et notamment à étudier l'effet de solutions hypotoniques comme l'ont fait Rouiller et Modjabatai ([1]) sur le Lapin.

Nous avons injecté à intervalles réguliers de 1 h environ de petites quantités d'eau distillée dans la cavité générale de Grillons adultes. Ces quantités, du fait du rejet d'une partie du liquide injecté, sont difficiles à évaluer exactement, mais étaient de l'ordre de 0,1 ml. Nous avons injecté entre une et cinq fois de telles quantités. Les transformations décrites ont été observées dès la première injection, mais nous avons poursuivi l'expérience durant 4 h 30 mn de façon à vérifier que nous nous placions au-dessous du seuil où se produit une lyse irréversible et mortelle. Nous restions donc entre les limites où la régulation est possible.

Quelques minutes après l'injection, les cellules prennent un aspect particulier (*fig.* 2, 4 et 6). Le cytoplasme paraît hydraté et plus clair comme l'a noté Rouiller dans la néphrose osmotique du Lapin ([1]); il est rempli de vacuoles et de mitochondries gonflées. Seule une région du cytoplasme paraît inchangée et normalement hydratée, c'est une lame située juste sous la bordure en brosse; cette zone, qui se révèle très riche en radicaux sulfhydrilés quand on utilise la technique de Barrnett et Seligman (1952) ou d'Adams, apparaît fibrillaire au microscope électronique.

Les mitochondries ne subissent que des transformations réduites; elles sont seulement gonflées, les crêtes et la substance fondamentale paraissant peu altérées. La dégénérescence floconneuse décrite par Rouiller ([1]) n'a pu être mise en évidence dans le cas des mitochondries mais, par contre, est la règle pour les globules hyalins ou pigmentés dont nous avons décrit la formation ([2]) comme l'a fait Rouiller dans le foie ([3]). Cette transformation n'a peut-être lieu dans le rein des Vertébrés que dans le cas de mitochondries en voie de transformation au moment du choc osmotique.

Par contre, il existe dans le cytoplasme des formations qui sont très tôt et très fortement transformées par les solutions hypotoniques. Ces formations, que la figure 3 montre à l'état normal, sont constituées par une membrane simple qui est analogue aux membranes flexueuses qui flanquent toutes les surfaces intracellulaires et qui s'homologuent à l'ergastoplasme. A l'intérieur de cette membrane se trouvent des tubules qui font penser aux crêtes des mitochondries mais qui sont localisés dans des

structures tout autres. Ces structures sont très sensibles à la pression osmotique et, dans le cas de la néphrose étudiée, se distendent considérablement en conservant une membrane et des tubules intacts. La figure 4 montre ces structures transformées. Il y a donc dans ces cellules formation de vacuoles à partir de structures préexistantes.

Il ne s'agit donc probablement pas de vacuoles au sens classique mais de structures plus complexes comprenant un colloïde très hydrophile enveloppé d'une membrane.

La bordure en brosse se transforme profondément dans les mêmes conditions et prend l'aspect que nous avons décrit dans les cellules débarrassées de leurs urosphérites. Les digitations sont alors séparées et la dénomination de bordure en brosse prend tout son sens.

L'examen des digitations montre que celles-ci ne sont pas que de simples expansions du cytoplasme, elles sont structurées et montrent dans leur axe un canalicule dans lequel s'engagent mitochondries et vacuoles qui distendent la digitation.

En fixant au permanganate de potassium selon Luft ([5]) on peut étudier l'origine de ces canalicules dans le cytoplasme car la zone fibrillaire est alors transparente aux électrons. On voit, dans ce cas, comme le montre la figure 8, que les canalicules prennent naissance dans le cytoplasme normal au-delà de la zone fibrillaire puis se dirigent, à travers cette zone, vers les digitations dont ils constituent l'axe. Ceci explique que, constituant la seule voie de passage mécanique pour des éléments aussi gros que des urosphérites ou des vacuoles, ils conduisent celles-ci à l'extrémité des digitations où a lieu l'élimination vers la lumière et non à la base, comme cela pourrait paraître logique. Nous avons là un mode peu commun d'expulsion des produits intracellulaires.

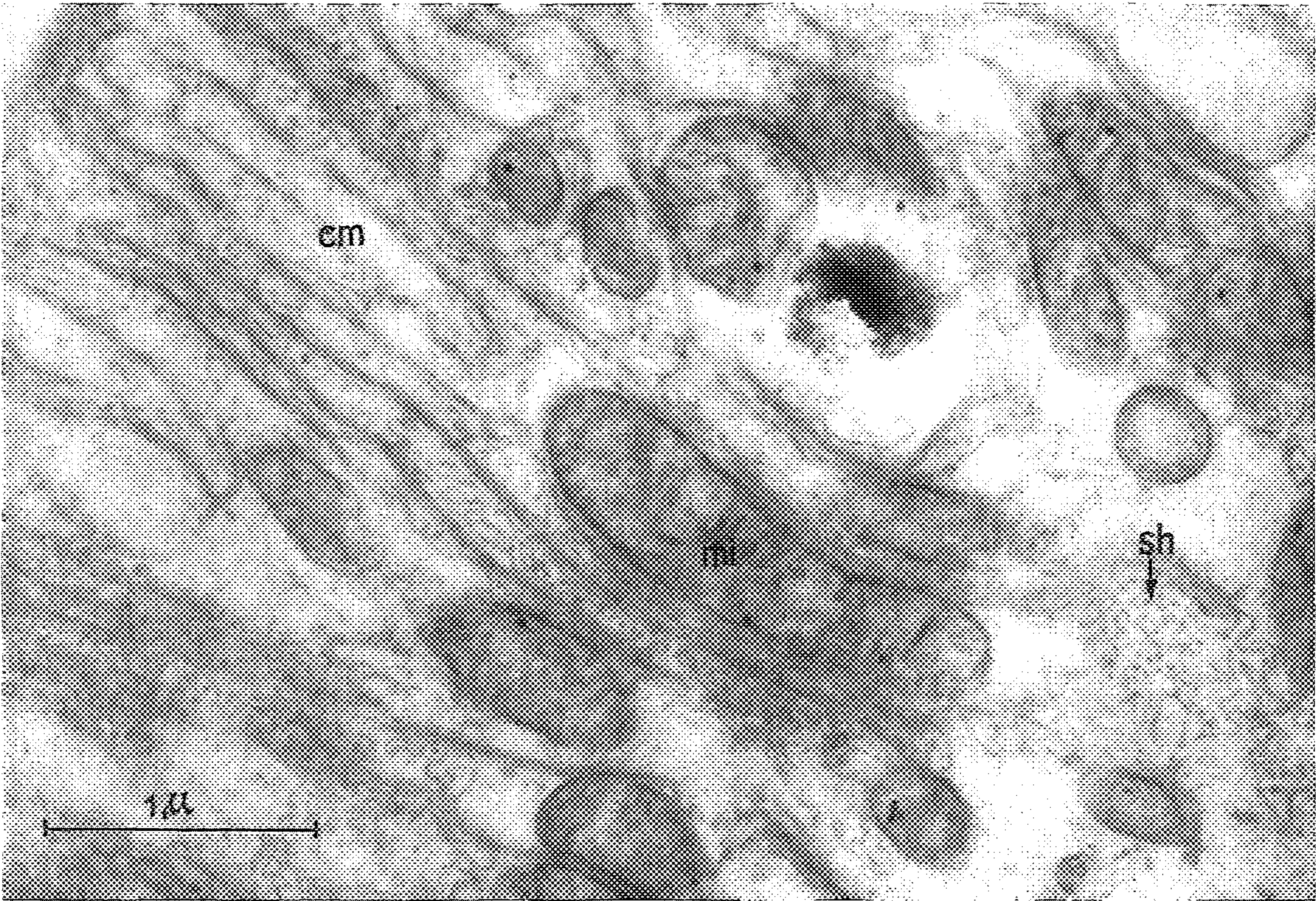
Explication des figures.

Fig. 1. — Aspect normal d'une cellule de tube de Malpighi. On distingue entre les cytomembranes périphériques *cm* les mitochondries *mi* et les tubules des structures hydrophiles *sh* (G : environ 33 000).

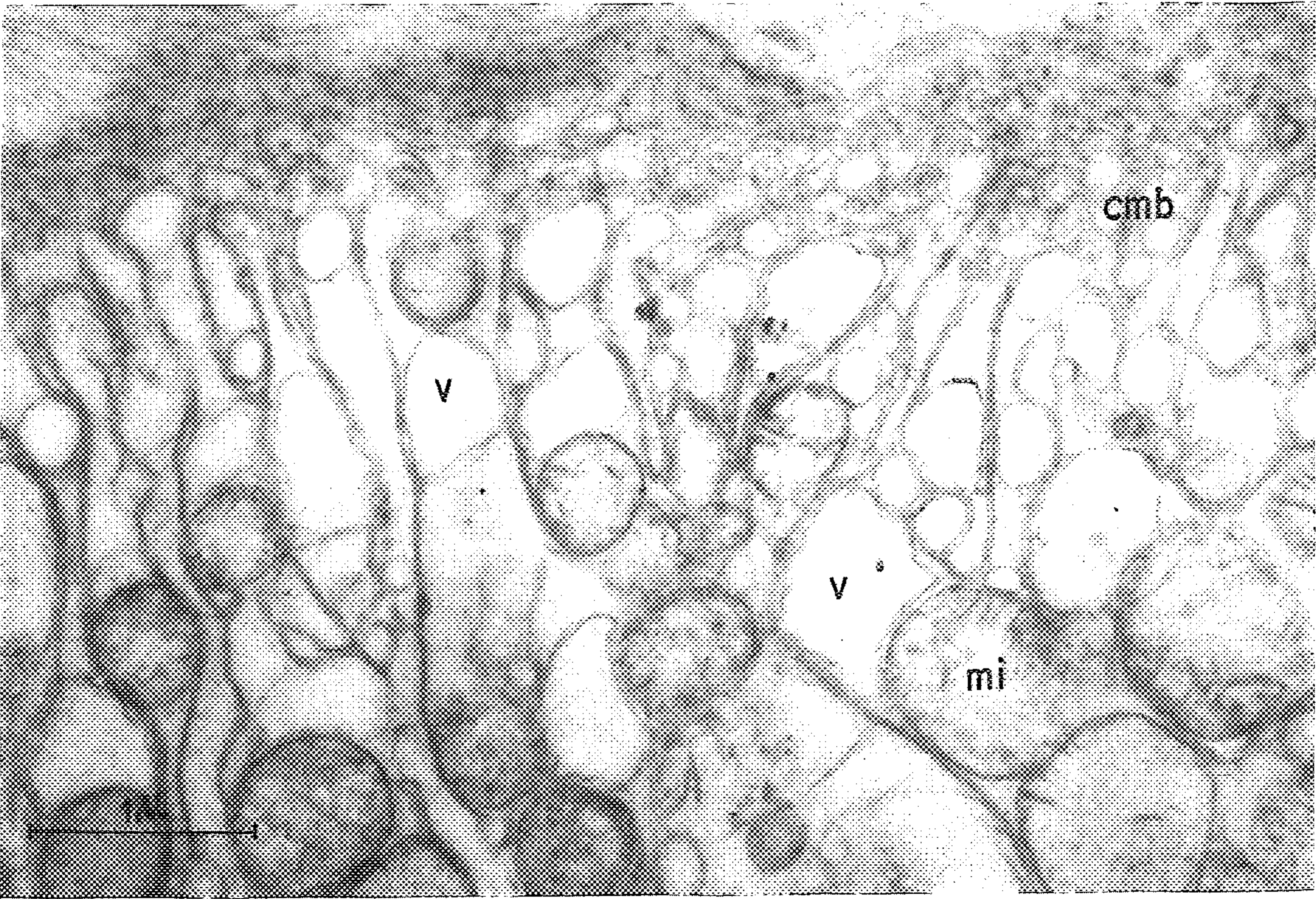
Fig. 2. — Aspect des structures périphériques d'un animal néphrotique. Les mitochondries *mi* sont toutes gonflées. On peut noter que leur structure n'est pas profondément altérée. Tandis que les cytomembranes *cm* s'anastomosent, les structures hydrophiles se sont transformées en vacuoles *V* (G : environ 27 000).

Fig. 3. — Structure hydrophile dans une cellule normale. On remarque la différence très nette entre ces structures hydrophiles *sh* et les mitochondries *mi* que nous trouvons ici côte à côte. Ces structures hydrophiles comportent une membrane externe s'homologuant à l'ergastoplasme et des tubules en plus ou moins grand nombre. On voit, en *cm*, un repli d'une cytomembrane périphérique (G : environ 53 000).

Fig. 4. — Structures hydrophiles et cytomembranes périphériques d'un animal néphrotique. On distingue à la périphérie du tube le système de cytomembranes *cm*, ici anastomosées. Plus profondément dans le cytoplasme, les structures hydrophiles voient leur substance fondamentale s'hydrater et donnent les vacuoles *V* dans lesquelles on observe les tubules *tu* intacts (G : environ 43 000).

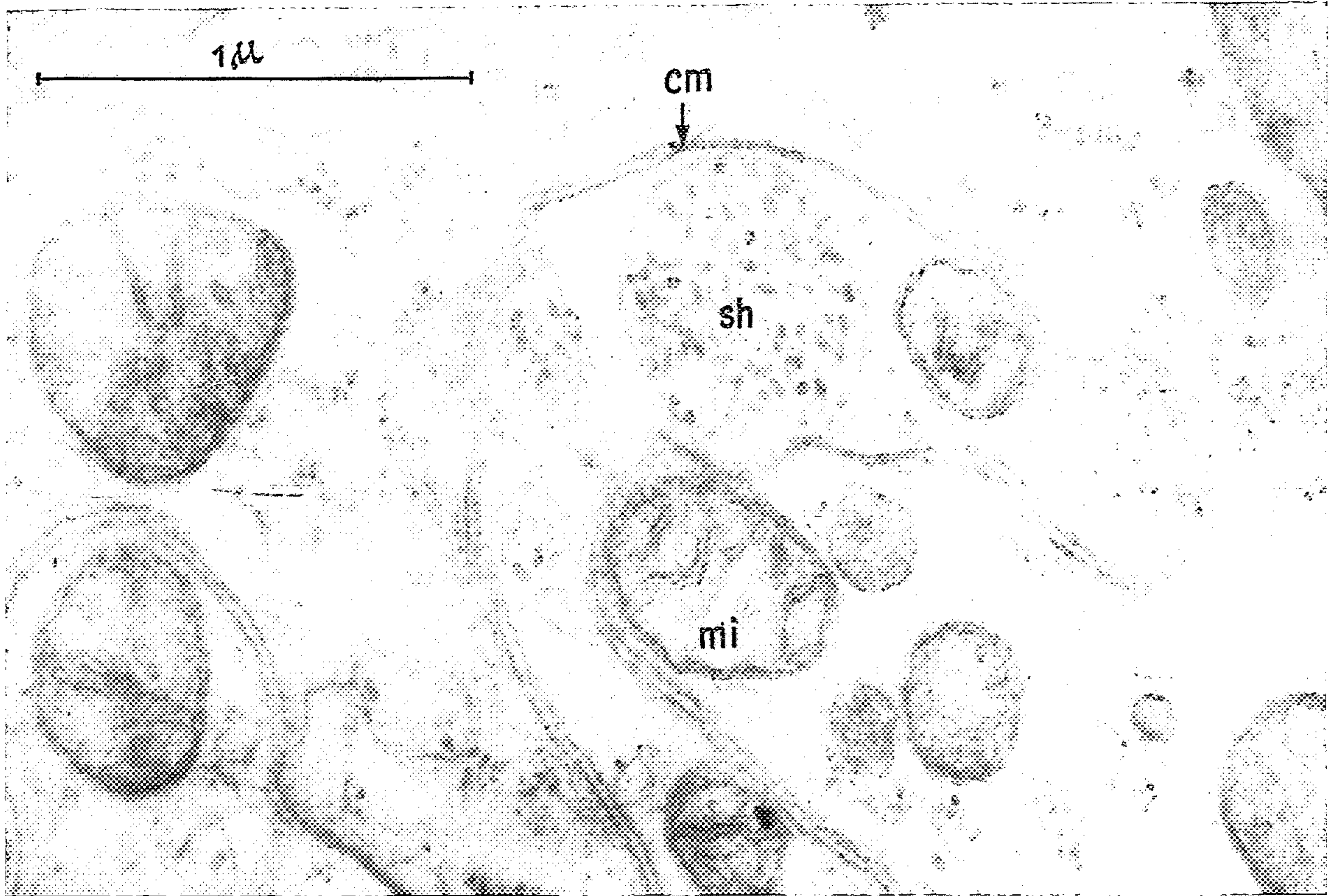


1

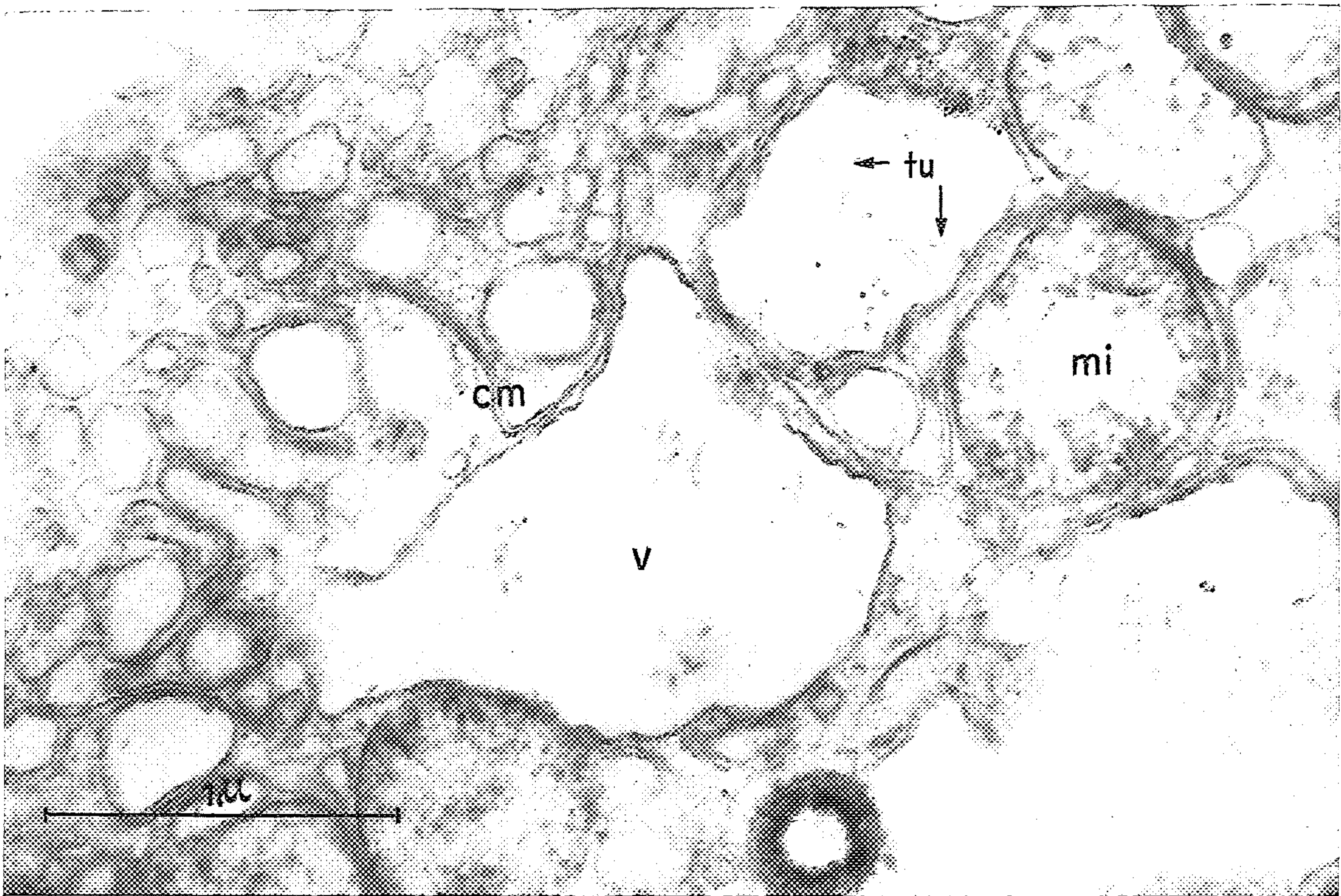


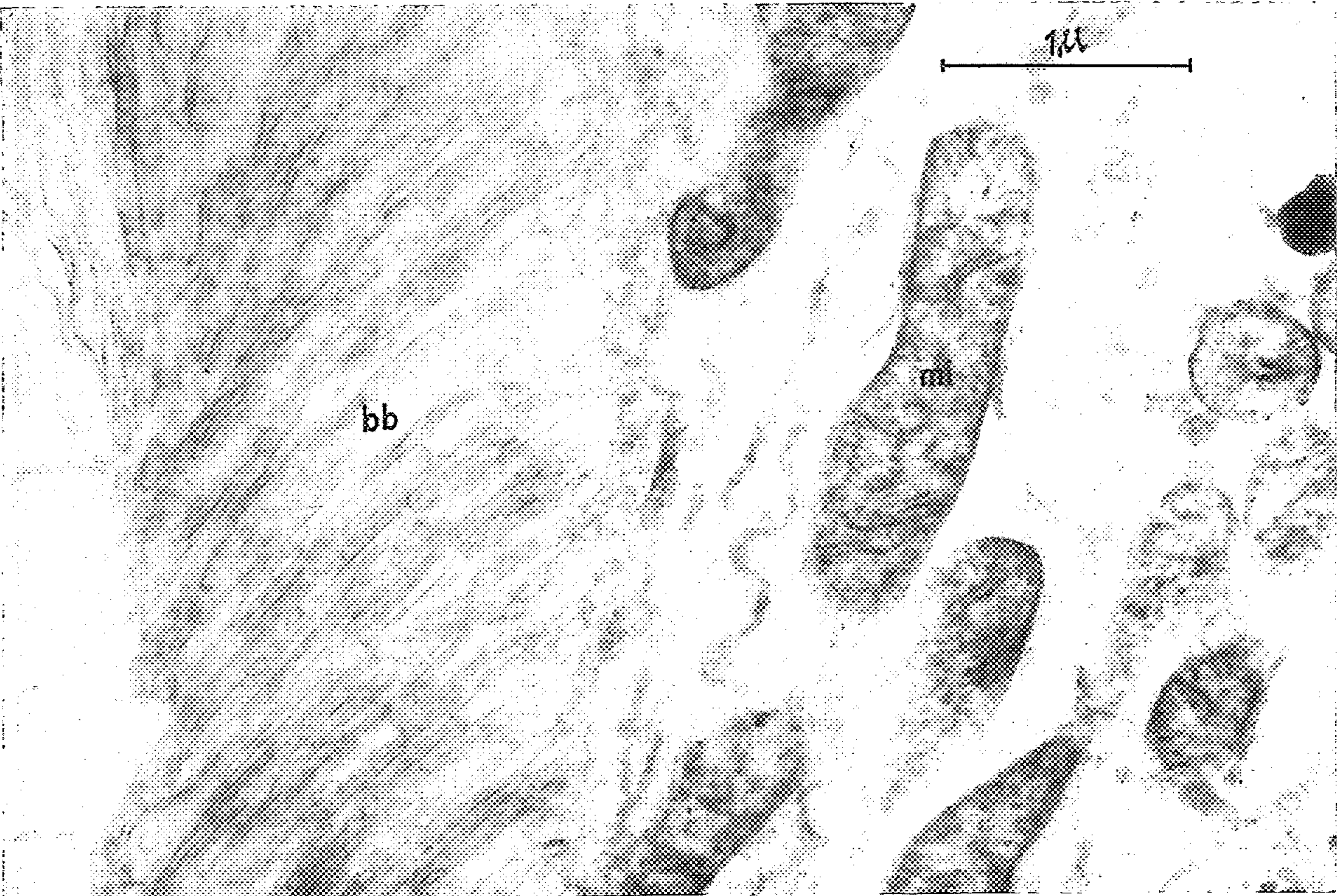
2

3

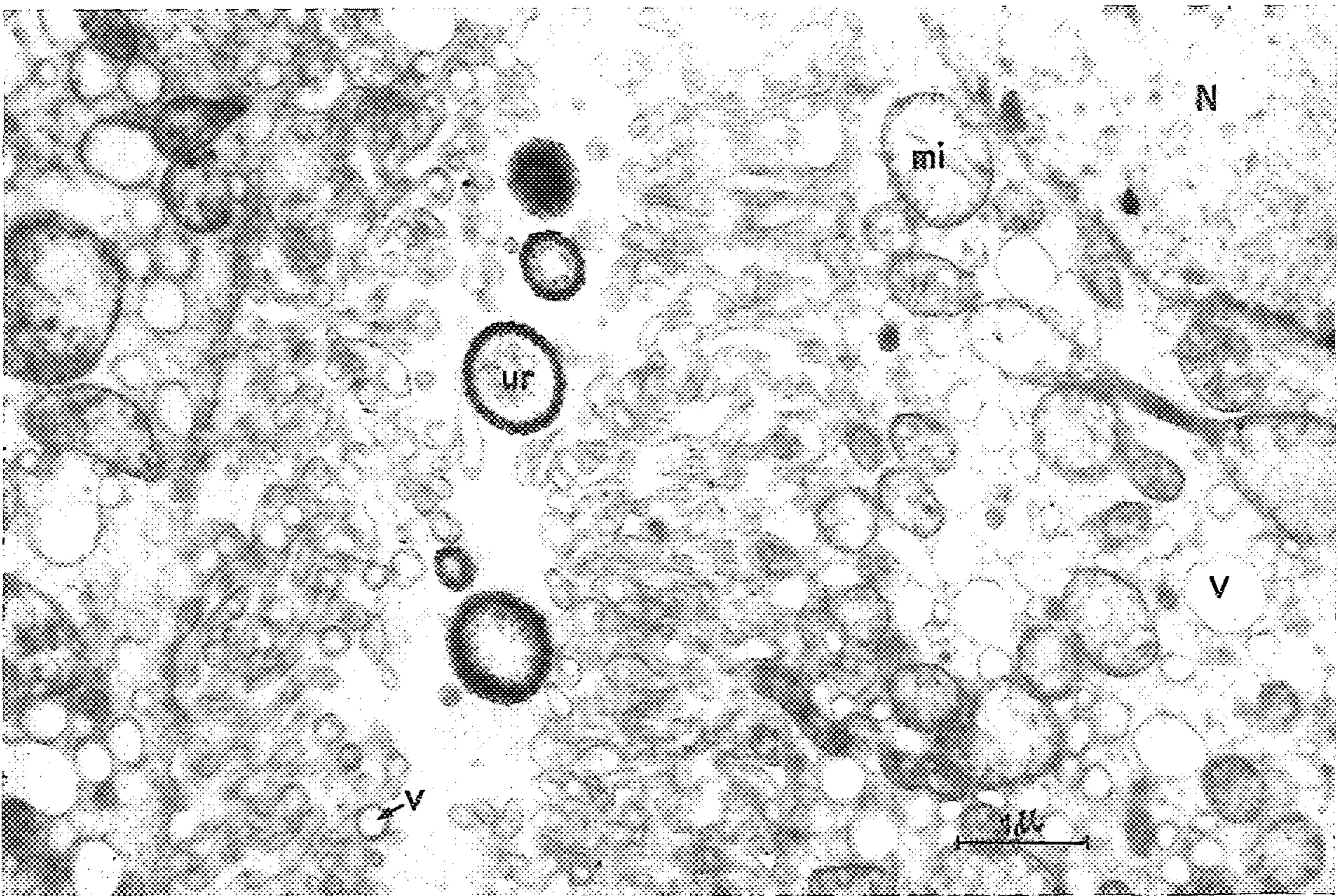


4



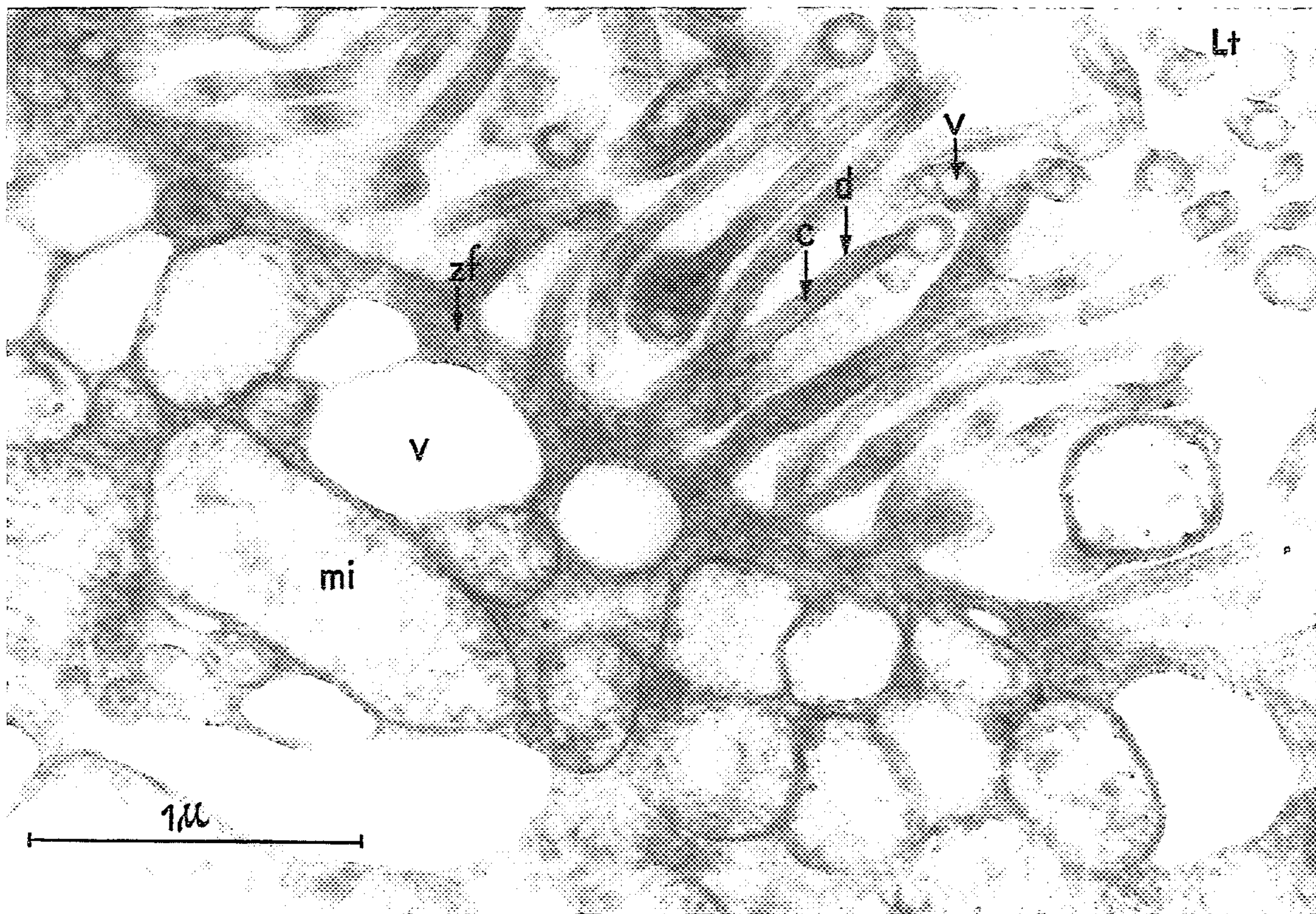


5



6

7



8

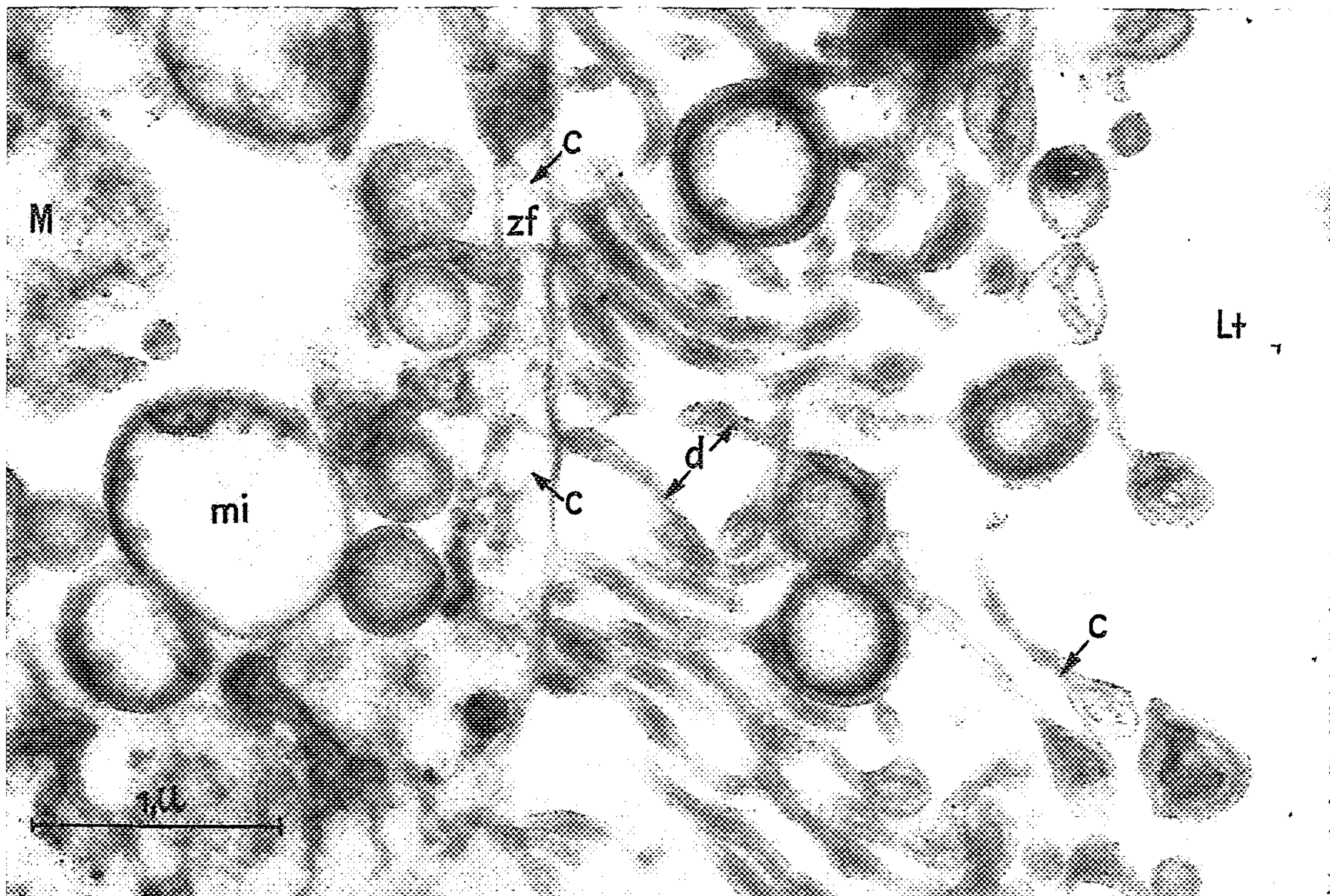


Fig. 5. — Région apicale d'une cellule normale avec sa bordure en brosse (G : environ 30 000).

Fig. 6. — Cellule de tube de Malpighi d'animal néphrotique. En dehors des mitochondries *mi* on distingue de nombreuses vacuoles *V* qui ne sont autres que des structures hydrophiles transformées; certaines sont engagées dans la bordure en brosse. Dans la lumière du tube on observe quelques urosphérites *ur* et dans la cellule un noyau *N* (G : environ 15 000).

Fig. 7. — La bordure en brosse d'un animal néphrotique. On distingue les vacuoles *V* et les mitochondries *mi*. Sous la bordure en brosse s'étale la zone fibreuse *zf*. Les digitations de la bordure sont bien distinctes, chacune est pourvue d'un canal axial *C* (G : environ 40 000).

Fig. 8. — Bordure en brosse d'un animal normal fixée au permanganate de potassium. Ici la zone fibreuse *zf* est transparente aux électrons et l'on observe bien les racines intracytoplasmiques des canalicules (G : environ 40 000).

Les cytomembranes périphériques se transforment aussi et comme le montrent les figures 2 et 4, s'anastomosent abondamment. Par contre, chez le Grillon tout au moins, nous n'avons pas observé l'écartement des deux composantes des cytomembranes comme l'ont fait Rouiller [1], Ruska, Moore et Weinstock [6].

Il est remarquable de retrouver de telles transformations des cytomembranes au bout d'un quart d'heure chez un animal qui vient de boire abondamment. Il semble donc que les modifications des cytomembranes correspondent au fonctionnement normal de la cellule et que dans les cas pathologiques, où il y a une baisse trop importante de la pression osmotique de l'hémolymphe, les structures hydrophiles interviennent à leur tour, se dilatent et soient ensuite expulsées ou résorbées dans les digitations de la bordure en brosse.

Il faut enfin noter qu'on observe toutes ces transformations chaque fois qu'on opère une injection de substances en solution, et ceci même dans le cas de solutions physiologiques qui ne sont que très approximativement ajustées du point de vue osmotique, étant donnée la très grande sensibilité de ces cellules. Il ne faut donc pas confondre l'effet de substances injectées avec celui du liquide dans lequel elles sont dissoutes.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) Ch. Rouiller et A. Modjabatai, *Ann. Anat. Path.*, 3, n° 2, 1958, p. 223-250.
(2) A. Berkaloff, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1934.
(3) Ch. Rouiller, *Ann. Anat. Path.*, 2, n° 4, 1957, p. 548-562.
(4) A. Berkaloff, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 466.
(5) J. H. Luft, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 2, n° 6, 1956, p. 799-802.
(6) H. Ruska, H. Moore Dan et J. Weinstock, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 3, n° 2, 1957, p. 219-254.

(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée
à la Biologie du C. N. R. S.,
Laboratoire de Synthèse atomique et d'Optique protonique,
Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

CYTOLOGIE. — *La formule chromosomique de* Dolichopoda palpata *et* D. bolivari (*Orth.* Rhaphidophoridæ). Note (*) de M[lle] **Pierrette Saltet**, transmise par M. Albert Vandel.

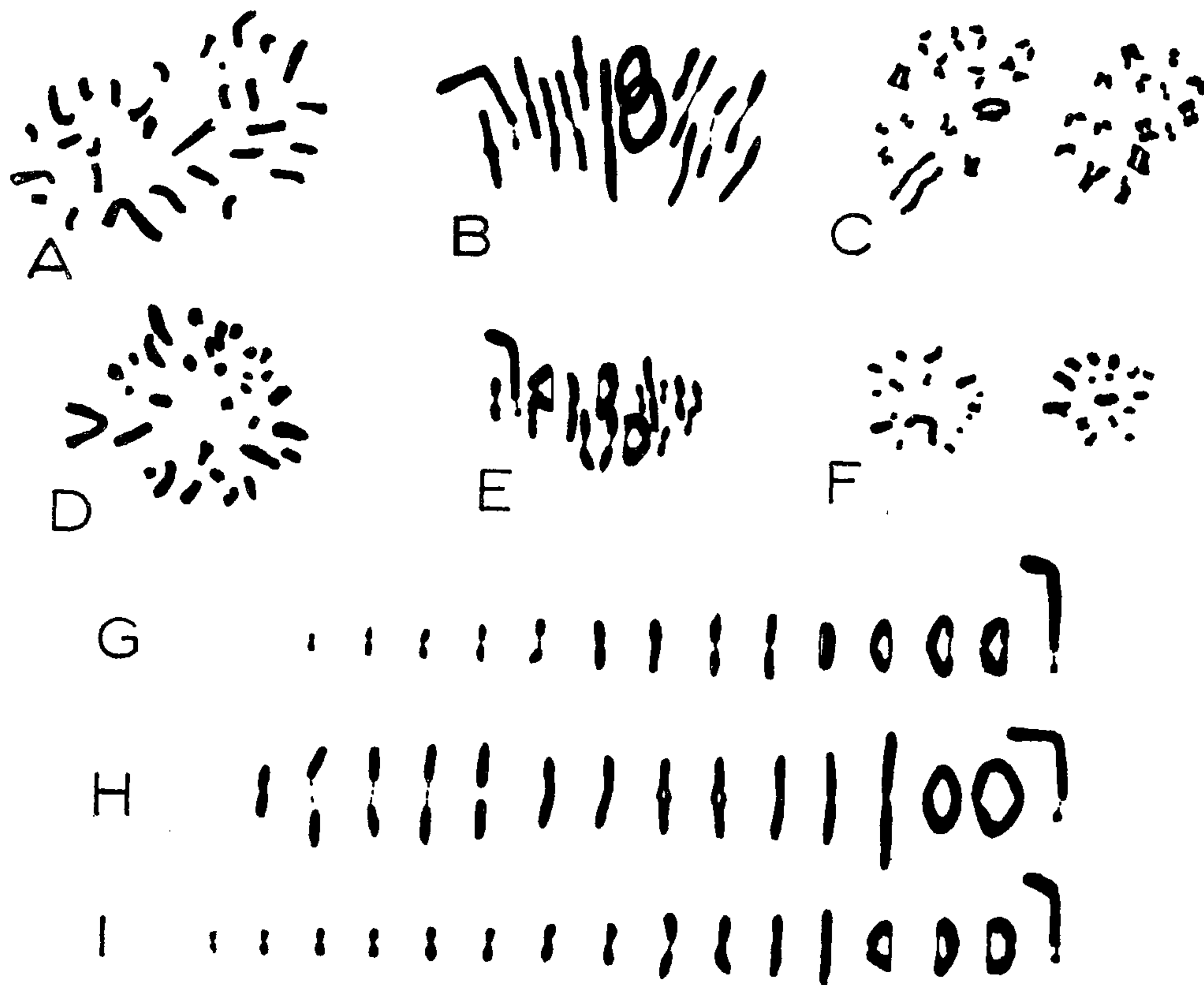
L'étude des formules chromosomiques de *Dolichopoda palpata* ($2n = 30$) et *D. bolivari* ($2n = 32$) confirme la présence d'un Y chez le mâle de ce genre d'Orthoptères *Rhaphidophoridæ*.

La formule chromosomique a été décrite chez un grand nombre d'Orthoptères. Dans son atlas des chromosomes, Makino ([1]) cite 428 espèces d'Orthoptéroïdes et 362 espèces d'Orthoptères *sensu stricto*. L'étude de cette liste montre que, chez ces derniers, la présence d'un Y dans la formule chromosomique du mâle est un fait exceptionnel (deux espèces chez les *Gryllidæ*, une chez les *Schizodactylidæ*, certaines races géographiques de *Gryllotalpidæ*). Depuis, d'autres cas de détermination du sexe de ce type (XY) ont été décrits chez les *Acrididæ* ([2]), ([3]), les *Mantidæ* ([4]), etc. *Dolichopoda linderi*, espèce des Pyrénées orientales avait déjà révélé un cas semblable ([5]). L'étude de deux autres espèces de ce genre d'Orthoptères *Rhaphidophoridæ* permet de confirmer la présence d'un Y dans la formule chromosomique du mâle et de préciser certains points de sa cytologie. Les deux Dolichopodes nouvellement étudiés sont : *D. bolivari*, forme localisée dans quelques stations des Pyrénées espagnoles et *D. palpata*, connue dans les Alpes méridionales françaises et l'Italie. Nous étudierons successivement ces deux dernières espèces.

Les métaphases spermatogoniales de *D. palpata* montrent 30 chromosomes, dont la taille est dans l'ensemble plus petite que chez *linderi*. Cependant on est frappé par le fait que les punctiformes qui étaient assez nombreux dans l'espèce précédente, sont ici réduits à un seul élément (*fig.* A). Les métacentriques, souvent mal individualisés ne sont au plus qu'au nombre de quatre; quant aux autres autosomes, ce sont des acrocentriques plus ou moins allongés. Les chromosomes sexuels présentent une très grande similitude morphologique avec ceux de *linderi* : l'X est un grand métacentrique à bras légèrement inégaux, beaucoup plus grand que les autres éléments, et l'Y est représenté par l'unique punctiforme. Les métaphases des spermatocytes I permettent d'individualiser beaucoup mieux ces différents éléments, en particulier les hétérochromosomes. Sur les métaphases de profil (*fig.* B) on trouve de façon très générale deux grands anneaux et douze tétrades plus ou moins allongées.

Le complexe XY se présente sous la forme d'un bivalent formé d'un grand élément coudé, portant un petit punctiforme à l'extrémité de son bras le plus long. Cette observation permet d'éliminer l'hypothèse de l'existence d'un chromosome surnuméraire qu'on devrait retrouver isolé

dans les figures de méiose. De même, il n'est pas douteux que le grand élément représente bien l'X, car nous avons pu observer, dans les ovogonies de *D. linderi*, la présence de deux grands hétérochromosomes en tous points semblables à celui du mâle. Sur les figures de début d'anaphase, on peut même voir les deux éléments du bivalent sexuel complètement séparés.



D. palpata : A, métaphase spermatogoniale (*face*); B, H, métaphases spermatocytes I (*profil*); C, métaphases, spermatocytes II (*face*). *D. bolivari* : D, métaphase spermatogoniale (*face*); E, I, métaphases spermatocytes I (*profil*); F, métaphases, spermatocytes II (*face*). *D. linderi* : G, métaphase, spermatocyte I (*profil*).

Ainsi la première division de maturation donnera naissance à des spermatocytes II dont la garniture chromosomique est différente : les uns contenant l'X et les autres l'Y (*fig.* C); dans les deux cas, deux dyades autosomiques sont de taille légèrement supérieure aux autres.

Les métaphases spermatogoniales de *D. bolivari* ont un aspect beaucoup plus semblable à celles de *D. linderi* (*fig.* D). En effet, on y trouve les trois types d'éléments chromosomiques déjà reconnus : des métacentriques (six en général), des acrocentriques plus ou moins allongés et des punctiformes. Ces derniers sont en nombre impair et l'un d'eux représente l'Y, l'X étant du même type que dans les espèces précédentes, c'est-à-dire un grand métacentrique. Les métaphases des spermatocytes I (*fig.* E) montrent de façon constante 16 éléments : trois grands anneaux, provenant

des six métacentriques et 12 tétrades en forme de massue, plus ou moins étirées, correspondant soit aux acrocentriques, soit aux punctiformes. Enfin le complexe XY est tout à fait semblable à celui des autres espèces. De même, les spermatocytes II provenant de la première division de méiose appartiennent à deux types suivant qu'elles contiennent l'X ou l'Y, trois de leurs dyades autosomiques étant généralement un peu plus grandes que les autres (*fig.* F).

L'examen comparé des métaphases des spermatocytes I des trois espèces, *linderi*, *palpata* et *bolivari* (*fig.* G, H et I) schématise l'ensemble des observations rapportées ci-dessus :

1° Le mécanisme de la détermination du sexe dans le genre *Dolichopoda* est du type XY, le mâle étant hétérogamétique.

2° La forme et la taille des hétérochromosomes sont très semblables : X grand métacentique, Y punctiforme.

3° Le comportement des chromosomes sexuels est le même au moment de la méiose : il y a séparation de l'X et de l'Y à la première division, ce qui donne naissance à des spermatocytes II de deux types.

Les différents individus étudiés se sont révélés appartenir tous au type XY. Il semble donc que cette condition soit définitivement établie dans ce genre. Il s'agit probablement d'un néo-X et d'un néo-Y, mais l'extrême similitude des hétérochromosomes appartenant à ces trois espèces ne nous permet pas, pour le moment, de retracer le processus exact de cette évolution, comme cela a pu être fait chez certains Acridiens. L'étude du caryotype des autres espèces permettra peut-être de résoudre ce problème. Les autres genres de la famille des *Rhaphidophoridæ* ont un nombre de chromosomes plus élevé que les *Dolichopoda*; de plus, la présence d'un Y chez le mâle, condition inconnue dans le reste de cette famille, conduirait peut-être à en éloigner les Dolichopodes.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) S. Makino, *An Atlas of the Chromosome Numbers in Animals*, Ames, 2e éd., 1951.
(2) S. P. Ray-Chandhuri et Guha, *Nature*, 169, 1952, p. 78-79.
(3) F. A. Saez, *Biologica*, 22, 1956, p. 27-30.
(4) S. Hughes-Schrader, *Chromosoma*, 10, 1959, p. 268-277.
(5) P. Saltet, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 851.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

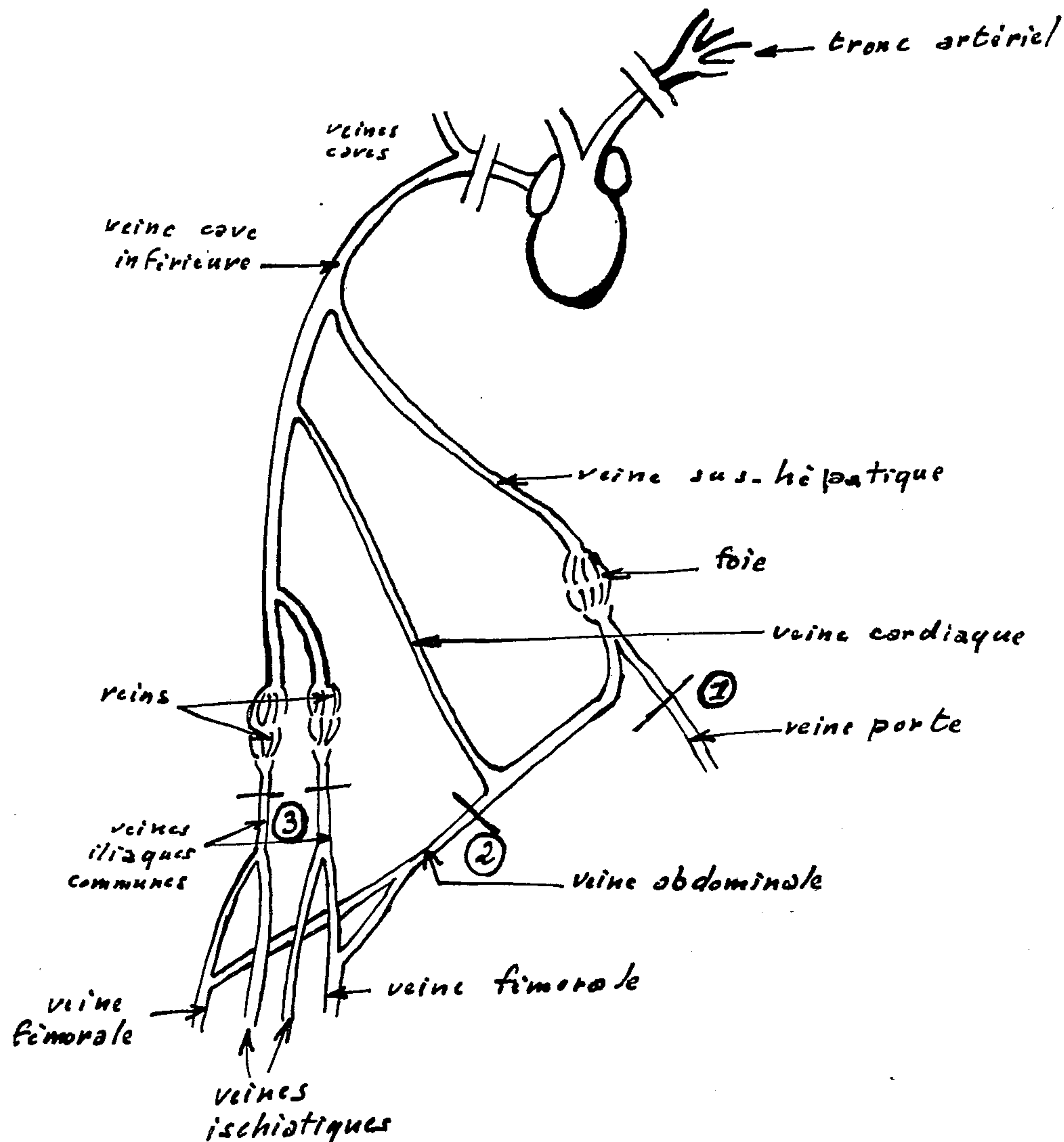
PHYSIOLOGIE. — *Écoulement prolongé du sang dans les capillaires après extirpation du cœur chez la Grenouille.* Note (*) de MM. **Boris Rybak** et **Raymond Macouin**, présentée par M. Léon Binet.

Chez la Grenouille aux centres nerveux détruits ou anesthésiée à l'uréthane (3 % en solution de Ringer), nous avons observé qu'après extirpation du cœur la circulation capillaire au niveau du mésentère intestinal et de la membrane inter-digitale des pattes postérieures se poursuit pendant plusieurs minutes, et généralement plus longtemps au niveau du pied, à la température du laboratoire.

Pour mettre clairement en évidence ce phénomène, qui n'a jamais été signalé à notre connaissance, il est nécessaire d'éviter toute hémorragie. D'ailleurs la durée de cette circulation sans cœur semble dépendre du volume de la masse sanguine. Cet écoulement sanguin prolongé n'est pas sensible à l'action de l'histamine à 20 μg/ml, de l'adrénaline à 10 μg/ml, de l'acétylcholine à 10 μg/ml et d'un curare (« Intocostrine ») à 10 μg/ml agissant localement, ce qui semble exclure l'intervention, *princeps* tout au moins, des contractions des capillaires sous l'influence des cellules de Rouget. On peut alors penser qu'une extravasion du sang au niveau des sections cardiaques est responsable de cet écoulement qui se fait dans le sens normal de la circulation sanguine; toutefois la ligature préalable de la vascularisation afférente et efférente au niveau cardiaque ne modifie en rien l'évolution du phénomène, de même que la cautérisation des cœurs lymphatiques postérieurs. Il devenait ainsi évident que cette circulation capillaire était plutôt la conséquence d'une aspiration que d'une poussée. Un organe particulièrement paraissait susceptible, de par sa structure lobulaire et sa riche vascularisation, de remplir le rôle d'éponge sanguine : le foie.

Effectivement la circulation capillaire au niveau intestinal est stoppée si, après ligatures artérielles et veineuses cardiaques et extirpation du cœur, la veine porte intestinale est ligaturée avant son embranchement avec la veine abdominale (*figure*, ligature 1). D'ailleurs la congestion hépatique qui se manifeste lorsque toute circulation sanguine a cessé spontanément — généralement 3 à 4 mn après extirpation du cœur — confirme le rôle du foie dans ce phénomène. Par contre, la circulation capillaire se poursuit au niveau du pied dans ces conditions; c'est donc qu'un autre organe est capable de piéger en quelque sorte le sang venant de cette région. Comme une partie du sang des membres postérieurs transite par les reins, l'autre allant au foie par la veine abdominale, le système rénal paraissait devoir supporter aussi la fonction de collecteur sanguin. Deux ligatures placées alors sur le système porte rénal (*figure*, ligatures 3) après que la veine abdominale ait été elle-même ligaturée sans

effet (*figure*, ligature 2) arrête toute circulation au niveau palmaire, l'observation se faisant généralement au niveau du quatrième doigt. Les reins jouent donc comme le foie le rôle d'organe de ponction sanguine. D'ailleurs toute ligature placée immédiatement en aval du foie ou des reins n'empêche pas l'écoulement sans cœur de se poursuivre.



Il faut souligner que dans quelques cas, après l'arrêt de la circulation capillaire au niveau du pied, celle-ci s'inverse, c'est-à-dire que les globules sont entraînés vers la zone artérielle par un courant de reflux qui ne peut s'expliquer que par un épanchement répartissant le reliquat de la masse sanguine dans l'ensemble de l'organisme. Par ailleurs, c'est seulement lorsque la circulation est stoppée au niveau intestinal par ligature que les mouvements péristaltiques font sentir leur effet en induisant un mouvement de va-et-vient de faible amplitude dans les capillaires mésentériques,

déplacements alternatifs qui ne ressemblent en rien à l'écoulement prolongé qui constitue l'événement essentiel lié à l'élimination du moteur cardiaque.

Ces expériences sont d'une autre nature que celles de Wertheimer et Combemale (¹) sur l'absorption et le transport de substances introduites dans l'organisme de Grenouille sans circulation, mais elles en renouvellent, par là-même, l'intérêt.

Les reins et le foie peuvent donc collecter le sang et l'accumulation sanguine doit s'y manifester immédiatement après la mort.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(¹) E. WERTHEIMER et P. COMBEMALE, *J. Physiol.*, 21, 1923, p. 283.

(*Zoophysiologie, Faculté des Sciences, Caen.*)

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Réponses globales ou unitaires observées dans le Centre Médian du thalamus chez le Chat éveillé.* Note de Mme DENISE ALBE-FESSARD, présentée par M. Robert Courrier.

Dans de précédentes recherches ([1]), ([2]), ([3]) sur l'activité évoquée dans le Centre Médian du thalamus (CM) par des stimulations somatiques, chez le Chat anesthésié au chloralose, nous avions en outre signalé que des réponses pouvaient également être obtenues, mais beaucoup moins amples, en l'absence d'anesthésie (animaux immobilisés au Flaxédil).

Il nous a paru nécessaire de revenir sur cette observation à la suite d'une étude analogue sur le noyau caudé ([4]) qui nous avait révélé la possibilité d'obtenir chez l'animal éveillé des réponses comparables à celles de l'animal chloralosé, à condition d'espacer largement les stimulations. Le travail présenté ici a porté sur douze chats immobilisés au Flaxédil après anesthésie opératoire à l'éther.

1. *Résultats obtenus à l'aide de macroélectrodes.* — La figure 1 montre qu'à condition d'être dans la région optimale (cote 0) et d'employer des rythmes très lents de stimulation, les réponses ont une amplitude notable, cependant plus faible que sous chloralose (environ 250 μV au lieu de 500 μV). Dans ces conditions nous avons, au moment où nous pénétrions dans la structure, obtenu des réponses d'amplitude notable (ordre

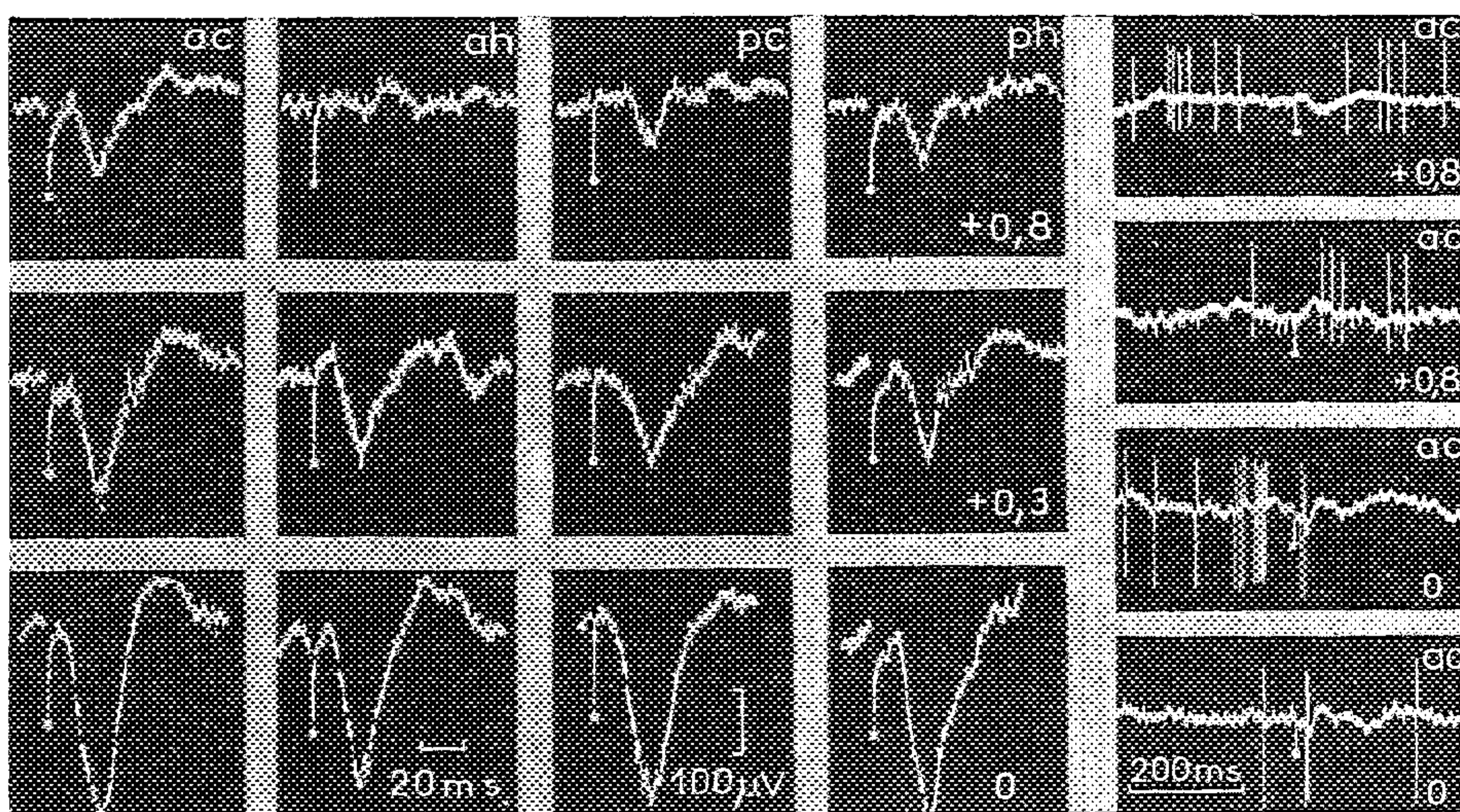


Fig. 1. — Réponses du CM (A 8; L 2, 5) observées en macrodérivation (12 clichés de gauche) et en microdérivation (4 clichés de droite) chez le même chat (éveillé, immobilisé au Flaxédil) et pour des profondeurs croissantes (*voir* chiffres en bas, à droite). Stimulation électrique homo- et contralatérale des membres antérieur (*ah-ac*) et postérieur (*ph-pc*). A la profondeur + 0,8, la réponse est minime (clichés de gauche) ou nulle (clichés de droite). Elle est maximale à la profondeur 0, et bien identifiable en microélectrodes en dépit de la complication introduite par l'activité spontanée.

de 250 μV), cependant plus faibles que celles observées sous chloralose (ordre de 500 μV) (*fig.* 1).

2. *Résultats obtenus à l'aide de microélectrodes.* — En règle générale, sous chloralose, une cellule du CM ne peut être reconnue que lorsqu'elle répond à un stimulus car elle n'a pas d'activité spontanée; la réponse est alors constituée d'une onde lente surmontée par un à trois influx [2], [3].

Chez le Chat non anesthésié, au contraire, comme on peut le voir dans les figures 1 et 2, les unités cellulaires montrent une activité spontanée permanente qu'on peut d'ailleurs observer dès la pénétration dans le

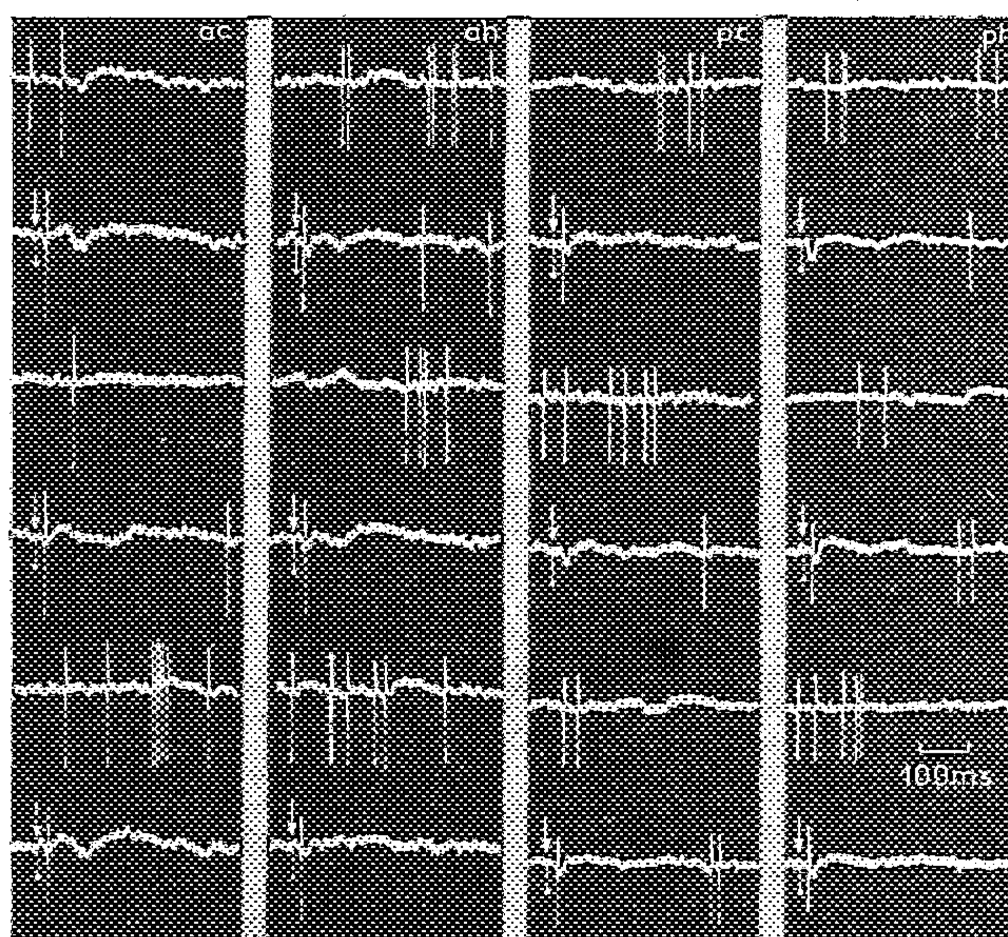


Fig. 2. — Brefs prélèvements de tranches d'activité spontanée d'une même unité du C. M. Une fois sur deux, toutes les 5 s (lignes 2, 4 et 6), une stimulation est introduite (*voir* flèche). Noter les réponses (petites déflexions positives surchargées de spikes, sauf dans deux cas) et la pause d'activité spontanée qui les suit.

thalamus. Mais ces unités ne présentent de réponse clairement identifiable (pour les zones explorées ici) que lorsque l'élément cellulaire appartient au CM (comparer les tracés de la cote 0,8 à ceux de la cote 0, *fig.* 1). La réponse dans ce cas est constituée par une déflexion positive de faible amplitude et de courte latence, surmontée le plus fréquemment d'un ou deux potentiels d'action. Une phase de silence (absence temporaire d'activité spontanée) suit généralement. La figure 2 illustre ces faits. Les figures 1 et 2 montrent en outre que les propriétés de convergence hétérotopique que nous avions mises en évidence dans le CM du Chat chloralosé [1], [2] existent aussi chez l'animal éveillé.

L'existence de réponses d'origine somatique est donc bien démontrée pour le CM de l'animal éveillé. Il resterait à expliquer pourquoi ces réponses sont réduites en amplitude (environ la moitié de celle observée sous chlo-

ralose) et pourquoi elles ne peuvent suivre un rythme pourtant encore lent de stimulation. Nous pensons ici que, comme pour le noyau caudé [*voir* discussion de ([4])] la fatigabilité apparente n'est pas due à une véritable période réfractaire, mais bien à l'effet, à la suite d'une stimulation somatique, d'une inhibition de longue durée qui aurait pour origine probable la mise en jeu réflexe de structures corticales (aires motrices, S 1, S 11) dont nous savons déjà qu'elles ont des relations étroites descendantes avec le CM ([5]). L'action du chloralose aurait pour principal effet en levant cette inhibition de permettre à un plus grand nombre de cellules du CM de répondre, ce qui accroîtrait statistiquement la réponse du noyau. Cependant le chloralose ne peut avoir uniquement cet effet électif de levée d'inhibition, car nous savons que les cellules du CM [comme celles du noyau caudé ([4])] ont leur activité spontanée fortement réduite ou abolie chez les chats qui ont reçu ce produit en injection. Le chloralose a probablement un effet hyperpolarisant membranaire qui ne permettrait aux cellules de fonctionner que lors de stimulations bien groupées. En effet, les réponses synaptiques des cellules d'un animal anesthésié avec ce produit sont toujours de plus grande amplitude que les réponses lentes normales (données obtenues par nous en microdérivation). On sait que cette caractéristique est justement celle que présentent les cellules hyperpolarisées. Cet effet pourrait être une autre raison de l'accroissement d'amplitude des réponses globales observées sous chloralose.

(1) D. Albe-Fessard et A. Rougeul, *E. E. G. Clin. Neurophysiol.*, 10, 1958, p. 131-152.
(2) D. Albe-Fessard, A. Rougeul et S. Tzouladze, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 573.
(3) D. Albe-Fessard et L. Kruger, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 299.
(4) D. Albe-Fessard, E. Oswaldo-Cruz et C. Rocha-Miranda, *E. E. G. Clin. Neurophysiol.*, 12, 1960 (sous presse).
(5) D. Albe-Fessard et E. Gillett, *J. Physiol.*, Paris, 50, 1958, p. 108-111.

(*Centre d'Études de Physiologie nerveuse du C. N. R. S.*)

ENZYMOLOGIE. — *Groupes flaviniques des lacticodéshydrogénases de la levure.* Note (*) de MM. **Alain Baudras, Motohiro Iwatsubo** et Mme **Françoise Labeyrie**, présentée par M. Jacques Duclaux.

FAD, qui protège spécifiquement, à des concentrations très faibles, la D-lacticodéshydrogénase de la levure anaérobie vis-à-vis de certains inhibiteurs, serait la flavine spécifique de cette enzyme.

La L-lacticodéshydrogénase de la levure a été cristallisée par Appleby et Morton [1] qui ont montré que cette enzyme est une flavohémoprotéine dont la flavine est FMN (flavinemononucléotide). Ce résultat a été confirmé par Boeri et coll. [2]. On sait que la même levure cultivée en anaérobiose contient une autre lacticodéshydrogénase, mise en évidence par Slonimski et coll. [3], spécifique du D-lactate [4] et réactivable spécifiquement par le zinc après inactivation par un chélateur [5]. Cette enzyme a été étudiée aussi par Boeri et coll. [6] qui pensent que la flavine est FMN comme pour l'enzyme spécifique du L-lactate.

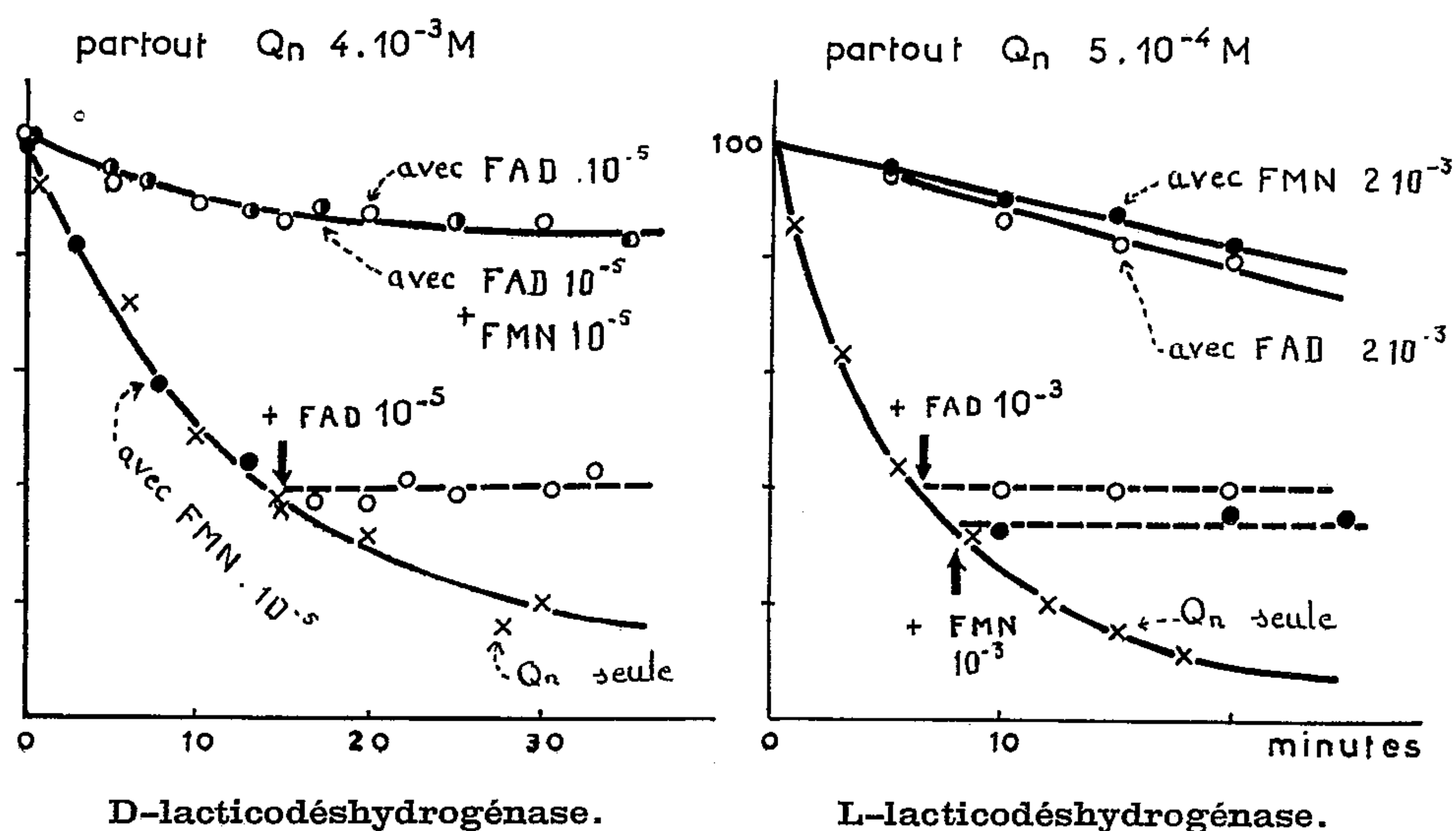
Nous donnons ici deux arguments qui laissent penser que la flavine spécifique de la D-lacticodéshydrogénase de la levure anaérobie, appelée dans les publications précédentes [3], [4], [7] « enzyme N » serait en réalité FAD (flavine-adénine-dinucléotide). Ces arguments sont d'ordre cinétique. La preuve analytique ne sera possible que lorsque l'enzyme sera obtenue sous une forme pure.

Le premier argument est que l'enzyme N, comme l'ont montré Slonimski et Tysarowski [3], [7] est activable par FAD, le gain d'activité variant de 0 à 800 % suivant les préparations, les fractions et l'histoire de celles-ci. La concentration de FAD nécessaire pour avoir l'activation maximale de quantités catalytiques d'enzyme est voisine de 3.10^{-5} M. L'activation est pratiquement immédiate. Le FMN et la riboflavine dans les mêmes conditions ne conduisent à aucune activation.

Le deuxième argument est apporté par les résultats d'expériences décrites ci-après concernant l'inactivation de la D-lacticodéshydrogénase par la quinacrine [9], réactif connu comme inhibiteur des flavoenzymes. On met en présence l'enzyme et la quinacrine 6.10^{-3} M en tampon phosphate 0,02 M, pH 7,2, et l'on ajoute, après une durée déterminée du *dl*-lactate et du 26-dichlorophénolindophénol aux concentrations finales $1,6.10^{-2}$ et 5.10^{-5} M respectivement pour mesurer l'activité résiduelle. Celle-ci diminue progressivement au cours de l'incubation du mélange enzyme-quinacrine. Si FAD 10^{-5} M est présent pendant l'incubation de ce mélange, l'enzyme perd peu d'activité. Si FAD est ajouté au mélange enzyme quinacrine après une inactivation notable, celle-ci cesse d'évoluer mais il n'y a pas de réactivation. Dans cette expérience, l'enzyme utilisée était peu

activable par FAD (6 % environ). Les témoins sans quinacrine ne perdent aucune activité. Le FAD 10^{-5} M protège donc l'enzyme N vis-à-vis de la quinacrine; le FMN et la riboflavine, à la même concentration, n'ont aucun effet protecteur. En outre, FMN ajouté en plus de FAD, à concentration équivalente, ne modifie nullement le pouvoir protecteur de celui-ci. On a vu d'autre part que le FMN 10^{-3} M inactive l'enzyme ([8]).

Inactivation par la quinacrine et protection par FAD ou FMN



D-lacticodéshydrogénase. **L-lacticodéshydrogénase.**

En ordonnées : activité résiduelle en pour-cent.
En abscisses : durée d'incubation du mélange enzyme + quinacrine, ± FMN, ± FAD.
Les concentrations indiquées concernent l'incubation.
On dilue 1/10e pour la mesure d'activité.
Courbes pointillées : FAD ou FMN à la concentration finale indiquée, ont été ajoutés au mélange enzyme-quinacrine seule au temps indiqué par la flèche.

Des expériences analogues ont été faites avec la L-lacticodéshydrogénase de la levure dont le groupe actif est FMN, d'après les déterminations analytiques ([1]), ([2]). Cette enzyme est inactivée, elle aussi, par la quinacrine ([2]) de façon progressive. Les expériences ont été faites en présence d'EDTA ([9]) 10^{-3} M qui protège l'enzyme de l'inactivation spontanée ([2]). Nous avons pu observer que FMN et FAD protègent tous deux l'enzyme vis-à-vis de la quinacrine. Ces deux flavines, à concentration équivalente, ont un pouvoir protecteur équivalent. De plus, cette protection n'est sensible que pour des concentrations très grandes de flavine. Ainsi, il faut que FAD ou FMN soit présent à des concentrations minimales de 2.10^{-3} M pour protéger environ 90 % de l'activité lorsque l'enzyme est incubée en présence de quinacrine 5.10^{-4} M. Il est même possible que la protection

ne soit qu'un artéfact dû à une réaction secondaire entre la quinacrine et les flavines.

En conclusion, en ce qui concerne la D-lacticodéshydrogénase de la levure anaérobie : *a*. la spécificité de l'action de FAD; *b*. la faible valeur des concentrations mises en jeu, montrent que l'action protectrice qu'exerce cette flavine vis-à-vis de l'inactivation par la quinacrine, est due au blocage par FAD fixé sur l'enzyme, du site accessible à la quinacrine. D'autres expériences ont montré que l'affinité de FAD pour le site impliqué dans la protection correspond à $K \leq 2.10^{-7}$ M ([8]). Le fait que FMN ne modifie pas le pouvoir protecteur de FAD indique que FMN n'entre pas en compétition avec FAD pour ce site avec une affinité comparable à celle de FAD. Le FAD semble donc bien être la flavine spécifique de cette lacticodéshydrogénase.

En ce qui concerne la L-lacticodéshydrogénase, la protection exercée par les flavines vis-à-vis de la quinacrine, est caractérisée par : *a*. le manque de spécificité d'action de FMN; *b*. la grande valeur des concentrations de flavine mise en jeu pour obtenir une protection importante. Il est intéressant que FMN, quoiqu'identifié analytiquement comme étant la propre flavine de cette enzyme, n'ait pas d'action spécifique. Ceci pose les problèmes du mode de liaison flavine-apoenzyme et du mécanisme de l'inactivation par la quinacrine chez cette lacticodéshydrogénase.

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) C. A. APPLEBY et R. K. MORTON, *Nature*, 173, 1954, p. 749.
([2]) E. BOERI, E. CUTOLO, M. LUZZATI et L. TOSI, *Arch. Biochem. Biophys.*, 56, 1955, p. 487.
([3]) P. P. SLONIMSKI et W. TYSAROWSKI, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1111.
([4]) F. LABEYRIE, L. NASLIN et P. P. SLONIMSKI, *Biochim. Biophys. Acta*, 34, 1959, p. 262.
([5]) A. CURDEL, L. NASLIN et F. LABEYRIE, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1959.
([6]) E. BOERI, E. CUTOLO et R. SACCOMANI, *Bull. Soc. Ital. Biol. Sperim.*, 34, 1958, p. 1887.
([7]) P. P. SLONIMSKI, W. TYSAROWSKI et F. LABEYRIE (sous presse).
([8]) M. IWATSUBO (sous presse).

([9]) Quinacrine (ou atebrine) : 3-chloro 7-méthoxy 9-(1-méthyl 4-diéthylaminobutylamino)-acridine, EDTA : sel disodique de l'acide éthylène diamine tétracétique.

(*Laboratoire de Biologie Phisico-chimique,
Institut de Biologie Phisico-chimique, Paris*).

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Dispositif électronique permettant de déterminer par lecture directe les caractéristiques techniques de la prothèse auditive à réaliser dans chaque cas particulier.* Note de MM. **Raymond Vilenski**, **Raymond Jouve** et **Daniel Maroger**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous n'aurons en vue que les surdités non curables par les procédés thérapeutiques médicaux ou chirurgicaux.

Les sujets atteints de telles déficiences auditives sont très nombreux depuis le jeune enfant dont la surdité entrave l'apprentissage du langage jusqu'au vieillard atteint de presbyacousie.

L'expérience montre que, dans de nombreux cas, l'appareillage est soit impossible, soit non satisfaisant malgré les progrès actuels de la technique.

L'audiogramme tonal, couramment utilisé aujourd'hui en clinique, fournit au médecin spécialiste de précieux renseignements pour établir son diagnostic et arrêter sa thérapeutique. Il ne permet pas, cependant, d'établir les caractéristiques précises indispensables à la construction d'un appareil convenant à un cas particulier de surdité.

Le dispositif que nous présentons vient combler cette lacune en permettant, au médecin otologiste, de formuler la prescription d'une prothèse auditive, comme l'oculiste formule la prescription de verres correcteurs d'une amétropie.

Cet appareil rend possible, sur chaque bande de fréquences s'étendant des graves aux aigus, une amplification sélective, variable à volonté. Il en résulte une infinité de combinaisons — ou courbes de réponse — directement lisibles sur un cadran.

L'appareil expérimental est constitué d'un préamplificateur de microphone suivi d'un ensemble d'amplificateurs intermédiaires sélectifs, juxtaposés et mélangés dans l'amplificateur de sortie, de telle sorte que la modulation, prélevée aux bornes du casque, n'est autre qu'un mélange des différentes modulations et intensités délivrées par chaque amplificateur intermédiaire sélectif. Chacun de ces amplificateurs intermédiaires ne laisse passer qu'une bande plus ou moins étroite du spectre sonore dont il contrôle l'intensité. La courbe de chacun d'eux est en forme de cloche et le point milieu — le plus élevé en intensité — représente la fréquence choisie. Dans le cas présent les fréquences pivots sont : 75, 150, 300, 600, 1200, 2 400, 4 000, 6 000, 7 000, 8 000, 10 000 et 11 500 Hz.

Le montage adopté est dérivé du circuit réactif avec utilisation du double T dont la formule $f_0 = 1/4\pi RC$ permet le calcul de chaque amplificateur sélectif.

Les caractéristiques importantes de ce dispositif sont :

a. Distorsion harmonique extrêmement faible;

b. Bruit de fond pratiquement inexistant.

L'expérience nous a montré :

1° *La possibilité de la correction prothétique d'un grand nombre de surdités non appareillables et, notamment, de surdités profondes.*

2° *La disparition fréquente des bruits subjectifs (bourdonnements).*

(Institution nationale des Sourds-Muets de Paris.)

BIOLOGIE. — *Action de la présence des grains de haricot sur l'ovogénèse d'*Acanthoscelides obtectus *Say (Coléoptère, Bruchidæ).* Note (*) de M. **Vincent Labeyrie**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

En l'absence de grains de haricot, la ponte des huit premiers jours de la vie imaginale est considérablement réduite chez *Acanthoscelides obtectus* Say [1].

L'étude des ovaires nous a permis de suivre l'évolution de l'ovogenèse chez les femelles disposant ou non de grains.

L'expérience a été effectuée dans les conditions déjà utilisées précédemment [1]. Afin de réduire au minimum les erreurs dues à des critères subjectifs d'appréciation, les ovaires ont été caractérisés par différents éléments quantitatifs (nombre d'œufs contenus dans les oviductes, nombre d'œufs mûrs chorionés présents dans les ovarioles, nombre d'ovocytes en cours de vitellogenèse, nombre d'ovocytes différenciés à un stade antérieur, nombre d'éléments en voie de résorption) suivant une technique employée dans l'étude d'un *Ichneumonidæ* [2].

La première comparaison a porté sur l'état des ovaires des femelles des deux lots (avec et sans grains) avant toute émission d'œufs. La ponte étant négligeable le premier jour chez les femelles pourvues de grains, l'examen a été effectué au début du deuxième jour.

Ovaires au début du deuxième jour.

	Nombre d'observations.	Œufs pondus.	Mûrs dans oviductes.	Mûrs dans ovarioles.	En vitellogénèse.	A un stade antérieur.	Total des éléments différenciés.
Avec grains...	16	2,18	4,93	4,06	10,68	18,37	41,37
Sans grains...	11	0,36	4,09	1,90	6,54	19,72	32,63

La comparaison de *l'ensemble* des éléments différenciés montre une différence ($d = 8{,}73$) significative à 4 % ($t = 2{,}15$) à l'avantage des femelles pourvues de grains. Par contre, la différence ($d = 2{,}67$) entre les œufs ayant *quitté* les ovarioles (œufs émis + œufs stockés dans les oviductes) n'est pas significative ($t = 1{,}1$).

Mais le nombre d'éléments évolués (œufs chorionnés et ovocytes en vitellogenèse) *contenus* dans les ovarioles est plus élevée ($d = 6{,}19$) en présence de grains, la différence est significative à plus de 1 % ($t = 3{,}85$). Enfin il n'y a pas de différence significative ($t < 1$) entre les ovocytes n'ayant apparemment pas commencé leur vitellogenèse.

En l'absence d'émission d'œufs appréciable pendant le premier jour, les conditions auxquelles sont soumis les deux lots diffèrent uniquement par la présence ou l'absence de grains. On peut donc admettre que la présence

des grains a agi sur l'activité ovarienne proprement dite, sans qu'une action stimulatrice provoquée par l'émission des œufs ait été nécessaire.

Nous pouvons supposer que l'action stimulatrice des grains s'est exercée de la façon suivante. Les ovocytes en cours d'évolution au moment de l'émergence des adultes ont continué leur évolution au même rythme dans les deux lots, d'où l'absence de différence significative dans les nombres d'œufs ayant quitté les ovarioles. Par contre, l'évolution des ovocytes suivants a été stimulée par la présence de grains, d'où l'augmentation considérable du nombre d'œufs mûrs et d'ovocytes en vitellogenèse. La présence de grains provoque aussi une légère accélération du rythme de différenciation des ovocytes puisque le nombre total d'éléments différenciés est significativement supérieur.

Pour compléter ces renseignements, nous avons procédé le huitième jour à l'examen des ovaires des femelles privées de grains.

Nombre d'observations.	Œufs pondus.	Mûrs dans oviductes.	Mûrs dans ovarioles.	En résorption.	En vitellogénèse.	A un stade antérieur.	Total des éléments différenciés.
11.....	6,18	27,36	0,09	1,45	13,18	19	67,18

Le premier caractère remarquable est *l'absence* d'œufs mûrs dans les ovarioles.

De plus, contrairement à ce qui se produit chez *Diadromus pulchellus* WSM., Hyménoptère *Ichneumonidæ* aux ovaires méroïstiques polytrophiques dont les œufs mûrs sont seuls résorbés ([3]), chez *A. obtectus*, aux ovaires panoïstiques ([4]) seuls les ovocytes en cours d'évolution subissent une résorption.

Enfin le nombre d'œufs émis ou contenus dans les oviductes est considérablement plus faible ($d = 31{,}15$) que celui émis pendant la même période par les femelles pourvues en grains ($t = 4{,}38$).

Si l'on compare les renseignements fournis par ces dissections à la fécondité des femelles, on constate qu'il n'y a pas de différence ($d = 10{,}26$) significative ($t = 1{,}3$) entre le nombre total d'éléments différenciés et la ponte *totale* des femelles *pourvues* en grains. Par contre, il en est tout autrement si la comparaison est effectuée avec la ponte *totale* des femelles *privées* de grains les huit premiers jours. La différence ($d = 10{,}18$) est alors significative à 5 % ($t = 1{,}95$) pour 69 degrés de liberté.

Ce nouvel examen confirme et précise certains faits observés le deuxième jour.

L'absence de grains entraîne la diminution du nombre d'œufs ayant quitté les ovarioles ce qui précise le rôle accélérateur joué par la stimulation provoquée par la présence de grains. Par contre, la diminution observée le deuxième jour dans le nombre total d'ovocytes différenciés n'était due qu'à un retard dans la différenciation provoquée par l'absence de grains, puisque le nombre d'éléments différenciés observés le huitième

jour correspond au nombre *total* d'œufs pondus au cours de toute leur vie par les femelles *pourvues* en grains depuis leur apparition.

Ceci laisse supposer que très peu d'ovocytes ont été totalement résorbés, c'est-à-dire que la résorption a commencé depuis peu. On peut donc concevoir que l'absence d'œufs mûrs dans les ovarioles et la désorganisation caractérisée de certains ovocytes en vitellogenèse observée le huitième jour sont dues à l'action inhibitrice provoquée par la réplétion des oviductes. Schneider (5) a observé un phénomène analogue chez l'Hyménoptère Chalcidien *Brachymeria euploeæ* Wetw.

Ainsi les grains n'interviennent donc pas exclusivement comme stimulus provoquant l'émission des œufs, mais leur présence accélère le développement des ovocytes. L'action stimulatrice des perceptions sensorielles liées à la présence de l'hôte n'est donc pas un phénomène propre aux Hyménoptères parasites (2) mais se retrouve aussi chez un Insecte phytophage tel qu'*Acanthoscelides obtectus* Say.

Il semble donc nécessaire de considérer l'action stimulatrice de l'hôte sur l'ovogenèse comme un phénomène commun à de nombreux Insectes, cette action plus ou moins importante pouvant être masquée par d'autres facteurs chez de nombreuses espèces.

Parallèlement à cet aspect général de l'action stimulatrice de l'hôte nous voyons que les processus de résorption varient profondément chez les Insectes, en particulier lorsque les types ovariens sont différents.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) V. LABEYRIE, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 615.
(2) V. LABEYRIE, *Entomophaga*, Mémoire 1, 1960, 193 pages.
(3) V. LABEYRIE, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2115.
(4) J. MULNARD, *Arch. Biol.*, 60, 1954, p. 261-314.
(5) F. SCHNEIDER, *Z. Ang. Ent.*, 28, 1941, p. 211-228.

(*I. N. R. A., Laboratoire d'Éthologie, Bures-sur-Yvette.*)

BIOLOGIE. — *De l'influence du nombre des Abeilles encagées sur la formation des œufs dans les ovaires de l'ouvrière.* Note (*) de Mlle **Janine Pain**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le nombre d'Abeilles vivant dans les cagettes d'élevage agit non seulement sur la durée de vie des Insectes (1) mais aussi sur la formation de leurs œufs dans les ovaires.

Hess (2) a signalé la première que chez les ouvrières tenues isolées, les ovaires restent atrophiés après une à deux semaines d'orphelinage. Cependant, un travail plus récent de Voogd (3) ne confirme pas les résultats de Hess. D'autre part, nous avions admis (4) que les ovaires des ouvrières ne peuvent se développer dans les groupes inférieurs à 10.

Par l'amélioration des techniques de nourrissement, nous avons forcé l'Abeille à consommer davantage de nourriture pollinique. Nous avons réussi alors à conserver vivantes pendant un temps d'observation suffisant des Abeilles isolées ou groupées par deux ou par trois.

Il était intéressant d'observer si, dans ces conditions *l'apparition du premier œuf dans les ovaires* des ouvrières subit un retard par rapport aux ovaires des Abeilles appartenant à des populations plus importantes.

Au début de l'expérience, les Abeilles étaient âgées d'un jour. Les dissections ont été effectuées à intervalles réguliers, toutes les 24 h, pour tous les groupes.

Résultats obtenus avec les Abeilles isolées. — Ce n'est qu'à partir du 15e jour de nourrissement au pollen qu'on a trouvé des Abeilles aux ovaires contenant un ou plusieurs œufs. Mais du 15e au 19e jour de nourrissement, les Abeilles ne contiennent des œufs dans leurs ovaires que dans 50 % des cas observés. Nous n'avons pas obtenu, pour le moment, de survies supérieures à 19 jours. Ces résultats mettent en évidence l'existence de variations individuelles importantes chez l'Abeille maintenue isolée.

Résultats obtenus sur les paires d'Abeilles. — Dans ce cas, c'est dès le 6e jour de nourrissement au pollen que le 1er œuf apparaît chez les Abeilles réunies par groupes de deux. Du 7e au 11e jour de nourrissement, dans 12 % des groupes, les ovaires des deux Abeilles contiennent un ou plusieurs œufs. Dans 88 % : une Abeille sur deux a des ovaires avec des œufs; soit au total 56 % d'Abeilles aux ovaires développés. Plus tard, du 12e au 19e jour, dans 47 % des groupes, deux Abeilles sur deux ont des ovaires avec un ou plusieurs œufs. Dans 47 % : une Abeille sur deux. Dans les 6 % des groupes restants, les deux Abeilles ont des ovaires immatures. On a donc au total : 70 % d'Abeilles aux ovaires développés dans l'ensemble de la population, âgée de 12 à 19 jours.

Les variations individuelles signalées plus haut chez les sujets isolés semblent disparaître ici avec le temps dans les groupes de deux.

La date de l'apparition du premier œuf dans ce groupe est avancée de 8 jours comparée à celle observée chez les Abeilles isolées.

Résultats obtenus avec les groupes de trois Abeilles. — Le premier œuf apparaît encore ici le 6e jour. Du 7e au 11e jour, dans 50 % des groupes, deux Abeilles sur trois ont des œufs dans leurs ovaires. Dans 50 % : une abeille sur trois; soit au total 49 % d'abeilles aux ovaires développés. Du 12e au 19e jour, dans 57 % des groupes : trois Abeilles sur trois ont des œufs. Dans 43 % : deux abeilles sur trois; soit au total : 85 % d'Abeilles avec des ovaires développés.

Résultats obtenus avec les groupes de 50 *et* 100 *abeilles.* — Pour les groupes d'abeilles égaux ou supérieurs à 50, il ne nous a pas été possible de disséquer la totalité de la population. Nous avons considéré que les ovaires des Abeilles de la population ont réagi à la nourriture pollinique lorsque, sur un échantillon de 15 abeilles, plus de 5, contiennent un ou plusieurs œufs dans leurs ovaires. Ceci peut être observé, dès le 5e jour de nourrissement, aussi bien dans les groupes de 50 que dans les groupes de 100.

Le processus d'apparition du 1er œuf dans les ovaires des jeunes Abeilles ne survient pas plus rapidement dans les groupes de 100 que dans ceux de 50.

En résumé, on note les faits suivants :

1° Une date d'apparition du premier œuf beaucoup plus précoce dans les groupes de deux et de trois que chez les isolées (le 6e jour, au lieu du 15e).

2° Le pourcentage global des ovaires développés atteint 70 % dans les groupes de deux vers le 15e jour contre 50 % chez les isolés. Dans les groupes de trois, il s'élève à cette date à 85 % (tests *t* significatifs). Par contre, les nombres ne sont pas significatifs entre les groupes de deux et ceux de trois, du 7e au 11e et du 12e au 19e jour de nourrissement.

D'autre part, il semble apparaître dans les groupes de deux, une « sorte de dominance » d'une abeille sur l'autre dans 88 % des groupes, tout au moins au début de la période de nourrissement. Les faits sont analogues quoique plus difficiles à interpréter dans les groupes de trois. Pour le moment, on ne peut pas dire, si elle n'est pas en relation avec les variations individuelles signalées plus haut.

Des résultats obtenus, nous ne pouvons pas affirmer pour le moment si l'accélération de la formation des œufs dans les ovaires des ouvrières groupées est due à un effet de groupe, tel que l'entend Grassé ([5]).

La stimulation de l'ovaire, tout comme l'augmentation de la durée de vie de l'ouvrière ([6]), dépend probablement des échanges de nourriture continuels qui se font entre Abeilles. Il suffirait que s'établissent de tels échanges entre deux sujets pour qu'apparaisse déjà une « rumination à caractère social ». Cependant, au cours de ces échanges, les antennes sont très actives. Des Abeilles séparées par un grillage ([7]) échangent de la nourriture à condition qu'elles puissent se toucher les antennes.

Nous ne sommes donc pas loin de penser qu'il s'agit, dans nos expériences, d'un véritable effet de groupe.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) P.-P. GRASSÉ et R. CHAUVIN, *Rev. Scient.*, 182, 1944, p. 461-464.

(2) G. HESS, *Schweiz. Bienenzeit.*, 2, n° 1, 1942, p. 33-107.

(3) C. VOOGD, *Z. vergl. Physiol.*, Bd. 41, 1959, p. 557-582.

(4) J. PAIN, *Ins. Soc.*, 1, n° 1, 1954, p. 59-69.

(5) P.-P. GRASSÉ, *J. Psychol. norm. et path.*, 1958, p. 9-148.

(6) R. CHAUVIN, *Physiol. comp. et œcol.*, 1, 1952, p. 1-7.

(7) J. B. FREE et C. G. BUTLER, *Bee world*, 2, 1958, p. 40.

(*Station de Recherches apicoles, I. N. R. A.,*
Bures-sur-Yvette, Seine-et-Oise.)

BIOCHIMIE. — *Synthèse de la diiodo-3.5 L-thyronine marquée au tritium en 2′ ou 6′ et de ses dérivés hormonaux.* Note de MM. **Raymond Michel**, **Roger Truchot**, **Henri Tron-Loisel** et **Bernard Poillot**, présentée par M. Robert Courrier.

La synthèse de la diiodo-3.5 L-thyronine marquée au tritium sur le cycle phénolique et douée d'activité spécifique élevée a été réalisée. Par ioduration ménagée, ce produit conduit à la triiodo-3.5.3′ L-thyronine et à la L-thyronine tritiées.

La préparation de la diiodo-3.5 thyronine tritiée qui a été signalée [1] conduit à un racémique d'activité spécifique faible et dont le radioélément est fixé sur la chaîne latérale; aussi ce produit ne peut-il avoir que des utilisations biologiques limitées. Notre travail a pour but, d'une part, de réaliser la synthèse de la diiodo-3.5 L-thyronine (T_2) marquée au tritium (^3H) sur le cycle phénolique, en 2′ ou 6′, dont l'activité spécifique moléculaire peut atteindre un atome de tritium et, d'autre part, la préparation de triiodo-3.5.3′ L-thyronine et de L-thyroxine radioactives en vue de recherches biologiques.

La synthèse de T_2 comporte quatre étapes : le iodo-3 anisole est réduit catalytiquement par de l'hydrogène tritié en anisole marqué en méta. Celui-ci est converti en bromure de *p-p′*-dianisyliodonium (DAI) [2]. La condensation de ce dernier avec la N-acétyldiiodo-3.5 L-tyrosine éthylester [3] donne naissance à la O-méthyl N-acétyldiiodo-3.5 L-thyronine éthylester (DIM) radioactive laquelle par hydrolyse est transformée en T_2 marquée par ^3H en 2′ ou 6′.

1. *Préparation de l'anisole marqué par* ^3H. — 188 mg d'iodo-3 anisole sont mis en suspension dans 0,4 ml NaOH 2,5 N et 75 mg de nickel de Raney [4]. La désioduration catalytique est opérée dans un appareil à microhydrogénation [5] dérivé de celui de Williams et Ronzio [6] et permettant d'introduire un volume de l'ordre de 10 ml de gaz. L'opération est conduite pendant 48 h sous agitation continue; la quantité d'hydrogène tritiée fixée correspond alors à 95 % de la théorie. Les produits de la réaction sont transférés sans perte dans un petit tube, puis centrifugés. La couche aqueuse inférieure recueillie permet le dosage des iodures [7] lequel renseigne sur le rendement de la déshalogénation qui dépasse 90 %. Aprés lavage à l'eau, le liquide résiduel est prélevé quantitativement; sa radioactivité, mesurée au scintillateur liquide Packard, correspond à celle due au remplacement de l'iode par le gaz tritié. L'identité de l'anisole a été confirmée par son spectre dans l'ultraviolet, l'absorption d'une solution molaire dans l'alcool à 95° sous 1 cm est de 7 830 pour $\lambda = 2\,725$ Å. Rdt 74 %.

2. *Préparation du DAI marqué par* ^3H. — Un mélange de 62,5 mg d'anisole tritié et de 62,5 mg d'anhydride acétique est ajouté lentement

à une solution refroidie renfermant 26,2 mg de KIO_3 dans 0,25 ml d'acide acétique pur et 10 µl SO_4H_2 concentré ($d = 1{,}82$). Après agitation énergique durant 24 h à 15° C, on ajoute 100 mg de glace pilée, puis après refroidissement on extrait le mélange, en trois fois, par 0,4 ml de tétrachlorure de carbone. La solution aqueuse est amenée à pH 4,5 par NaOH 10 N du bromure de sodium en solution saturée entraîne la formation d'un précipité, lequel est isolé par centrifugation, lavé par 1 ml d'eau distillée glacée. Après séchage sous vide phosphorique, on obtient 16,5 mg d'un produit chamois. L'analyse spectrophotométrique dans l'ultraviolet sur une partie aliquote montre qu'il s'agit du bromure de *p*-*p'*-dianisyliodonium, trouvé $\varepsilon = 12\,200$, théoriquement $\varepsilon = 11\,900$ à $\lambda = 2\,535$ Å sous 1 cm. L'activité spécifique est en accord avec celle de l'anisole marqué par ^3H utilisé comme produit de départ.

3. *Préparation du DIM marqué par* ^3H. — Dans un microtube, on mélange 14,1 mg du produit précédent, 8,2 mg de N-acétyldiiodo-3.5 L-tyrosine éthylester, en présence de cuivre et 0,20 ml de méthanol absolu contenant 1,5 % de triéthylamine. On agite pendant 24 h à température ordinaire. Après centrifugation, la solution méthanolique est évaporée, on reprend le résidu par 0,5 ml de chloroforme, lequel est lavé successivement par HCl N, eau, NaOH N et eau. La couche chloroformique est séchée sur Na_2SO_4 sec.

Une partie aliquote est utilisée pour l'analyse chromatographique dans du *n*-butanol saturé par NH_4OH 2N comme solvant. Après révélation au sulfate cérique, on observe la présence d'une tache de R_f 0,91 correspondant à celui du DIM de référence. Le produit sec obtenu après évaporation du chloroforme est lavé par 0,2 ml d'éther de pétrole, ce qui permet d'éliminer le *p*-diméthoxybenzène qui constitue près de 30 % du résidu. On contrôle par chromatographie et spectrophotométrie que la substance restante est identique au DIM pur; par ailleurs son activité spécifique en ^3H correspond à la valeur calculée sur la base de celle de l'iodonium de départ. Rdt 19 %.

4. *Préparation de* T_2 *et de ses dérivés hormonaux marqués par* ^3H. — L'hydrolyse du résidu sec précédent est réalisée par un mélange d'IH et de CH_3COOH selon des modalités antérieurement décrites ([8]). Un chromatogramme en *n*-butanol ammoniacal effectué sur une partie aliquote de l'hydrolysat montre la présence d'une tache radioactive, révélable à la ninhydrine et au réactif de Pauly, de R_f 0,66 identique à celui de la T_2 de référence.

Un chromatogramme préparatif est effectué et la bande de T_2 radioactive éluée par du *n*-butanol saturé d'eau. Après évaporation du solvant, la triiodo-3.5.3' L-thyronine et le L-thyroxine sont préparés par action en milieu ammoniacal d'une solution iodo-iodurée, suivie de leur séparation par chromatographie sur papier. Le marquage par ^3H a lieu sur le cycle phénolique sur une position bien définie en 2' ou 6'.

Conclusion. — Quatre préparations ont été effectuées. La comparaison des activités spécifiques moléculaires de l'anisole et de la T_2 sont identiques en sorte qu'on peut éliminer l'interférence de toute réaction d'échange. En utilisant ^3H dilué par de l'hydrogène renfermant 57 mC/ml de gaz à la pression atmosphérique, T_2 possède une activité spécifique de 1,2 μC/μg, celle-ci est près de 50 fois plus élevée avec ^3H à 97 % de pureté. Par ailleurs, la condensation ([3]) et l'hydrolyse ([9]) n'entraînant pas de racémisation la diiodo-3.5 thyronine obtenue appartient à la série naturelle.

([1]) J. Nunez et Cl. Jacquemin, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 138.

([2]) F. M. Beringer, M. Drexler, E. M. Gindler et C. L. Lumpkin, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2705.

([3]) G. Hillmann, *Zeitschrift für Naturforschung*, 11, 1956, p. 419.

([4]) M. Delépine et A. Horeau, *Bull. Soc. chim. Fr.*, 1937, p. 33.

([5]) Cet appareil a été mis à notre disposition par les Laboratoires Uclaf.

([6]) D. L. Williams et A. R. Ronzio, *U. S. Atomic Comm.*, Report A. E. C. U. 2126.

([7]) T. Leipert, *Mikrochem. Pregls Fetschrift*, 1929, p. 266.

([8]) J. Roche, R. Michel et J. Tata, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 34, 1952, p. 466.

([9]) J. R. Chalmers, G. T. Dickson, J. Elks et B. A. Hems, *J. Chem. Soc.*, 1949, p. 3424.

(*Laboratoire de Chimie pharmaceutique,*
(*École de Médecine et de Pharmacie, Dijon.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les acides gras des lipides de* Escherichia coli. *Existence d'un acide* $C_{17}H_{32}O_2$ *contenant un cycle propanique.* Note de Mlle **Simone Dauchy** et **Jean Asselineau**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons mis en évidence dans les lipides d'une souche de *E. coli* les acides laurique, myristique, palmitique, stéarique, octadécénoïque(s), et un acide $C_{17}H_{32}O_2$ contenant un cycle propanique.

La recherche des stérols dans l'insaponifiable de lipides bactériens a conduit l'un de nous [1] à s'intéresser aux lipides de *Escherichia coli.* Une récente publication [2] nous oblige à exposer les résultats que nous avons obtenus au cours de l'étude des acides gras présents dans cette espèce bactérienne.

La saponification de 20 g de lipides libres totaux [provenant d'une souche de *E. coli* [3] cultivée sur un milieu synthétique à base de glucose et de sels minéraux] nous a fourni 11 g de fraction acide, dont 1,5 g d'acide palmitique isolé d'une partie émulsionnée.

La recristallisation d'une fraction provenant d'une émulsion nous a fourni de l'acide palmitique, F 60-61° [analyse : $C_{16}H_{32}O_2$, calculé %, C 74,94; H 12,58; P. M. 256; trouvé %, C 75,10; H 12,43; P. M. (titrage) 265], dont l'homogénéité a été vérifiée par chromatographie en phase gazeuse de son ester méthylique.

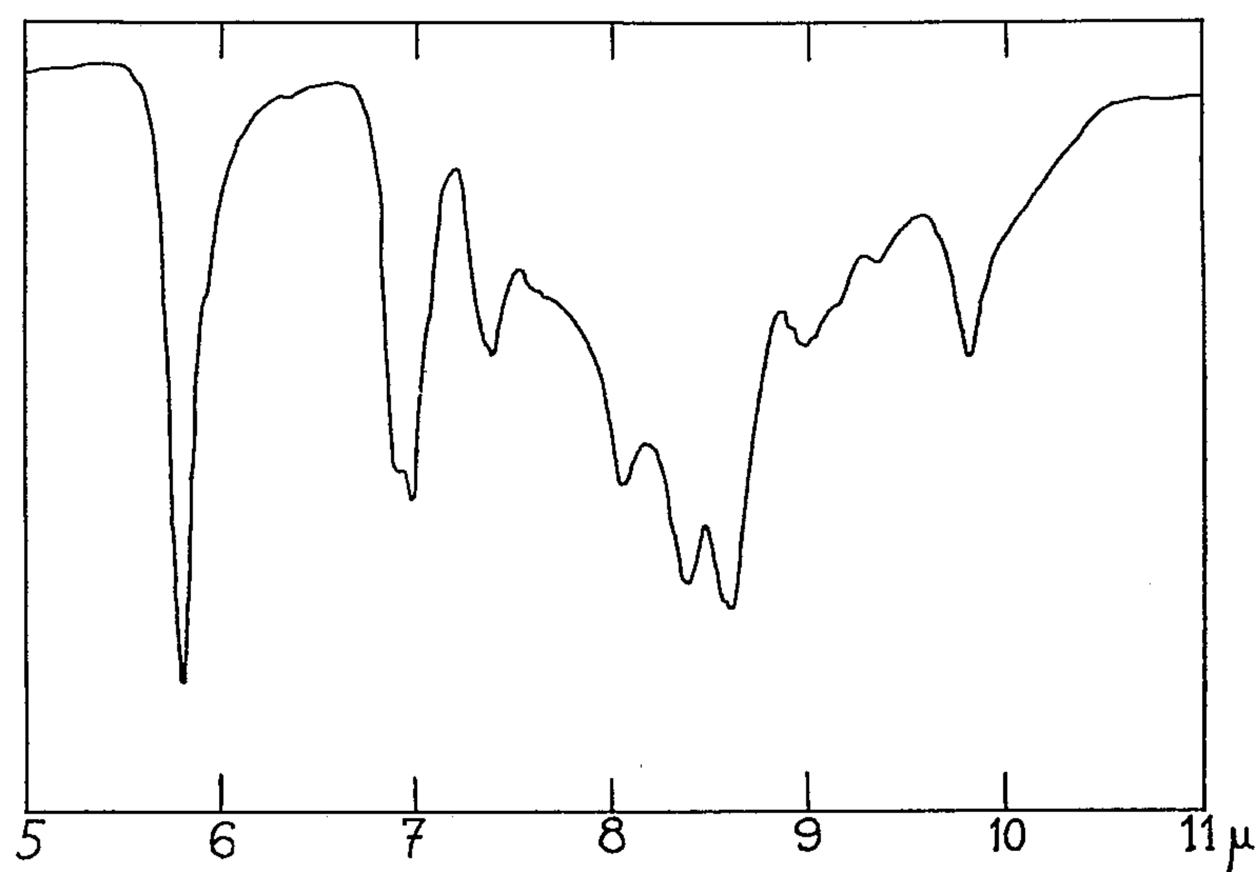
Les acides ont été méthylés par le diazométhane, et les esters méthyliques chromatographiés sur alumine. La majeure partie du produit est rapidement éluée de la colonne : elle consiste en un mélange d'esters d'acides gras, sans pouvoir rotatoire appréciable, ni absorption ultraviolette caractéristique. Aucun ester hydroxylé n'a été observé, du moins en proportion notable : l'élution par le benzène contenant 50 % d'éther fournit une huile rouge (96 mg) dont le spectre d'absorption infrarouge ne montre aucune bande vers 14 μ (ce qui exclut la présence de composés à longue chaîne).

La distillation du mélange d'esters méthyliques montre l'absence d'acides supérieurs à C_{20}. La chromatographie en phase gazeuse (sur célite imprégnée de silicone) met en évidence des esters d'acides à chaîne normale en C_{12}, C_{14}, C_{16} et C_{18}; les acides en C_{16} sont en quantité nettement prépondérante. En outre, nous avons observé sur le chromatogramme un pic correspondant à l'ester d'un acide dont le temps de rétention est légèrement inférieur à celui de l'ester méthylique de l'acide *n*-heptadécanoïque. Après traitement par le brome, les mêmes pics sont retrouvés, avec une intensité un peu inférieure pour le pic correspondant aux acides en C_{16}.

Ces résultats démontrent la présence d'*acides laurique, myristique, palmitique* et *stéarique*, d'acide(s) hexadécénoïque(s) et d'un acide en C_{17} à chaîne ramifiée et apparemment saturé.

La fraction de distillation contenant les esters d'acides de C_{16} à C_{18} (1,2 g) a été traitée par l'urée selon E. V. Truter [4]. Nous avons ainsi obtenu : une fraction cristallisée (0,98 g) provenant des cristaux d'inclusion avec l'urée (constituée principalement par du palmitate de méthyle, accompagné d'un peu de stéarate), et une fraction restant liquide à 0° (0,25 g), qui n'a pas été incluse dans les cristaux d'urée.

La chromatographie en phase gazeuse de la fraction liquide montre qu'elle est constituée par l'ester d'un acide en C_{17} à chaîne ramifiée, accompagnée d'une très faible quantité d'ester d'acide en C_{16}. Après traitement



Spectre infrarouge de l'ester d'acide $C_{17}H_{32}O_2$ à cycle propanique.

de cette fraction par le brome, le chromatogramme en phase gazeuse ne présente plus qu'un seul pic, correspondant à l'ester d'acide en C_{17}. Ceci confirme la présence d'acide hexadécénoïque, vraisemblablement *cis* pour expliquer son facile isolement par la méthode à l'urée.

La composition centésimale de l'ester méthylique d'acide en C_{17} est en accord avec la formule $C_{18}H_{34}O_2$ (calculé %, C 76,54; H 12,13; trouvé %, C 76,24; H 12,22). Son spectre infrarouge (*fig.*) montre une bande à 9,8 μ pouvant correspondre à un cycle propanique [*voir* [5]]. Cet ester a été hydrogéné catalytiquement en présence de platine dans l'acide acétique : l'ester hydrogéné, chromatographié en phase gazeuse, montre deux pics correspondant (par ordre d'élution) à des esters d'acide en C_{17} à chaîne ramifiée (dont le temps de rétention est plus faible que celui de l'ester initial) et d'acide *n*-heptadécanoïque. Ceci démontre la présence d'un cycle propanique [*voir* [5]] dans l'ester de l'acide en C_{17}.

Les résultats que nous avons obtenus sont en accord avec les données de la littérature. C'est ainsi que Niemann et ses collaborateurs [6] ont identifié dans les produits d'hydrolyse d'un lipopolysaccharide isolé de

E. coli les acides laurique, myristique, palmitique et β-hydroxymyristique.

Les travaux de Hofmann ([5]), ([7]) ont montré la présence dans les lipides de *Lactobacillus arabinosus*, *L. casei*, *L. delbruckii* et *Agrobacterium tumefaciens* d'un acide cyclopropanique $C_{19}H_{36}O_2$, l'acide lactobacillique (acide méthylène-11.12 octadécanoïque). Cet acide, ajouté au milieu de culture, réduit fortement les besoins en biotine de ces lactobacilles. O'Leary ([2]) a montré l'existence chez *E. coli* d'un acide gras qui réduit, à un degré plus faible, les besoins en biotine. Il est probable que l'acide cyclopropanique $C_{17}H_{32}O_2$ que nous avons mis en évidence est responsable de cette activité.

Il résulte des travaux de Hofmann ([8]) et de O'Leary ([9]) que l'acide lactobacillique se forme *in vivo* à partir d'acide *cis*-vaccénique. L'acide hexadécénoïque que nous avons mis en évidence est le précurseur probable de l'acide cyclopropanique $C_{17}H_{32}O_2$ ([10]).

([1]) S. Dauchy et F. Kayser, *Bull. Soc. chim. biol.*, 40, 1958, p. 1533.
([2]) W. M. O'Leary, *J. Bacteriol.*, 78, 1959, p. 709.
([3]) Souche J_3 de la Collection du Laboratoire de Microbiologie de la Faculté de Pharmacie de Nancy.
([4]) E. V. Truter, *J. Chem. Soc.*, 1951, p. 2416.
([5]) K. Hofmann, R. A. Lucas et S. M. Sax, *J. Biol. Chem.*, 195, 1952, p. 473; 205, 1953, p. 55.
([6]) M. Ikawa, J. B. Koeppli, S. G. Mudd et C. Niemann, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 1035.
([7]) K. Hofmann et F. Tausig, *J. Biol. Chem.*, 213, 1955, p. 425.
([8]) T. Y. Liu et K. Hofmann, *Feder. Proc.*, 19, 1960, p. 227.
([9]) W. M. O'Leary, *J. Bacteriol.*, 77, 1959, p. 367.
([10]) Ce travail a été subventionné par le National Institute of Health (Bethesda) (Institute of Allergy and Infectious Diseases, Grant nos 28-38).

(*Laboratoire de Chimie, Faculté de Pharmacie de Nancy et Institut de Biologie physicochimique, Paris,* 5e.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de systèmes modèles producteurs de radicaux libres sur quelques stéroïdes.* Note(*) de MM. **Claude Nofre**, **André Revol** et **André Cier**, transmise par M. Henri Hermann.

Nous avons précisé les conditions qui permettent d'obtenir la 11-β-hydroxylation, la 11-oxydation et la formation de dérivés Δ-4-one-3 sous l'action de deux systèmes modèles à processus radicaliques. A la lumière de ces résultats, le mécanisme d'action du réactif d'Udenfriend apparaît plus complexe qu'une simple réaction de Fenton.

Dans deux précédentes Notes ([1]), ([2]) nous avons démontré l'action hydroxylante du système modèle d'Udenfriend (oxygène, ion ferreux, ascorbate) sur la désoxy-11 corticostérone et, dans les mêmes conditions, la 11-β-hydroxylation de l'α-hydroxy-17 désoxy-11 corticostérone, suivie de son oxydation en cortisone.

Ces premiers résultats nous ont incités à poursuivre cette étude avec quelques stéroïdes et à comparer les effets du réactif d'Udenfriend avec ceux d'autres systèmes à processus radicaliques, notamment le système peroxyde d'hydrogène-fer ferreux chélaté par l'éthylènediamine tétracétate disodique (EDTA) dont deux d'entre nous ont par ailleurs souligné la réactivité ([3]).

Le mode opératoire est analogue à celui précédemment décrit.

En solution acétonique, le substrat est introduit dans une solution tampon phosphate M/15 de pH 7,2; il est soumis suivant le cas, soit à une oxygénation de 1 h à 37° C en présence d'acide ascorbique (56.10^{-3}) d'EDTA (26.10^{-3}) et de sulfate ferreux ($5,2.10^{-3}$), soit à l'action du système peroxyde d'hydrogène — EDTA — fer ferreux, ces réactifs étant ajoutés au milieu aux concentrations relatives de 2-EDTA-Fe (II) et $4H_2O_2$ pour 1 partie de substrat.

Les stéroïdes ont été séparés par chromatographie sur papier Whatman n° 1.

Les techniques d'identification et de dosage, adaptées pour chacun à leur nature chimique, seront décrites dans un prochain Mémoire, elles ne peuvent être envisagées dans cette Note où sont simplement exposés les résultats obtenus.

Action sur les Δ-5-β-hydroxy-3 stéroïdes. — La Δ-5-β-hydroxy-3 épiandrostérone est transformée avec un faible rendement sous l'action des deux réactifs en des dérivés présentant une réaction positive à l'isoniazide et des spectres ultraviolets dont les maximums se situent à 240 mμ (alcool méthylique) et 280-290 mμ (acide sulfurique). Ces critères permettent d'affirmer qu'il y a eu oxydation en position 3 et transposition de la double liaison sur le noyau A pour conduire à des stéroïdes possédant une structure Δ-4-one 3.

Les isolements réalisés par chromatographie ne nous ont pas permis

toutefois de caractériser parmi ces dérivés la Δ-4-androstènedione-3.17 mais celle-ci, traitée dans les mêmes conditions, donne également l'un des métabolites isolés.

Cette réaction n'est pas toujours possible, aucun des deux systèmes n'attaque la Δ-5-prégnénolone qui demeure intransformée dans le milieu.

11-β-*hydroxylation.* — Mise en évidence avec le réactif d'Udenfriend sur le désoxy-11 cortisol (composé S) qui est oxydé avec un bon rendement en cortisol, cette réaction ne se produit qu'avec des substrats possédant déjà un groupement alcool tertiaire en C 17; elle n'a pas été obtenue notamment avec la désoxycorticostérone et la Δ-4-androstènedione. Elle est irréalisable, quel que soit le substrat, lorsqu'on substitue au réactif d'Udenfriend le système peroxyde d'hydrogène-fer ferreux chélaté.

11-*oxydation.* — Considérée comme une étape secondaire à la 11-β-hydroxylation, cette réaction a été retrouvée sur tous les substrats étudiés avec les deux systèmes modèles.

C'est ainsi que le cortisol conduit à la cortisone, la corticostérone à la déhydro-11 corticostérone et la β-hydroxy-11 Δ-4-androstènedione-3.17 à l'adrénostérone.

Parmi les autres réactions dont ces systèmes pourraient être responsables, nous n'avons pu caractériser ni l'hydroxylation en C 21 ni la coupure oxydative des chaînes latérales greffées sur des stéroïdes hydroxylés ou non en C 17.

D'autres réactions cependant sont à mettre sur le compte de l'activité des systèmes modèles. Des corps plus polaires que le substrat initial ont été décelés dans tous les cas, excepté la Δ-5-prégnénolone qu'on retrouve en totalité. Séparés par chromatographie, ces dérivés présentent encore les réactions caractéristiques des stéroïdes mais leur identification se heurte à des difficultés que l'absence de substances témoins ne nous a pas permis jusqu'à présent de résoudre.

L'ensemble de ces résultats permet de dégager les conclusions suivantes :

— La réactivité des deux systèmes sur le noyau stérol dépend, semble-t-il, de la polarité de la molécule et par tant du nombre de groupements hydrophiles substitués sur le noyau. En particulier, la présence d'un groupement en C 17 est indispensable pour obtenir la 11-β-hydroxylation.

— Si les deux systèmes modèles sont l'un et l'autre des réactifs oxydants par processus radicaliques au cours desquels intervient le radical libre HO [3], leurs effets ne sont cependant pas exactement superposables. Le réactif d'Udenfriend est le seul qui conduise à la 11-β-hydroxylation.

Celle-ci ne peut donc pas être uniquement attribuée aux radicaux libres hydroxyles engendrés par réaction de Fenton et l'action de ce système modèle doit procéder d'un mécanisme plus complexe.

— L'hydroxylation par mécanisme enzymatique s'effectuerait aussi par un mécanisme radicalique qui met en jeu l'oxygène moléculaire et

l'acide ascorbique et qui a été attribué à la formation de radicaux libres HO [4].

En fait, cette étude démontre que la présence de radicaux libres hydroxyles ne suffit pas pour réaliser ce type de réaction.

(*) Séance du 28 mars 1960.

[1] A. CIER, C. NOFRE et A. REVOL, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 542.

[2] A. REVOL, C. NOFRE et A. CIER, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 2486.

[3] A. CIER et C. NOFRE, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 1523.

[4] H. KERSTEN, W. KERSTEN et HJ. STAUDINGER, *Biochim. Biophys. Acta*, 29, 1958, p. 350.

(*Laboratoire de Chimie de la Section Technique du Service de Santé, 108, boulevard Pinel, Lyon, et du Laboratoire de Pharmacochimie, Faculté de Médecine et de Pharmacie de Lyon.*)

PARASITOLOGIE. — Grasséella microcosmi *n.g.n.sp. Coccidie parasite de* Microcosmus sulcatus *Coqueb.* Note (*) de Mlle ODETTE TUZET et M. RENÉ ORMIÈRES, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons trouvé dans l'Ascidie *Microcosmus sulcatus* Coqueb. une Coccidie du type eimérien qui est la première Coccidie dont le cycle ait été observé chez les Tuniciers.

Harant (1931) (1) a bien décrit une Coccidie qu'il attribue au genre *Pseudoklossia* et qu'il nomme *P. legeri* dans la glande pylorique des *Polycarpa, Styela* et *Pyura.* Mais en 1936 (2) après avoir examiné un matériel abondant, il rapproche ces parasites des Chytridinées, parasites du rein des Molgules et crée, pour eux un genre nouveau : *Nephrococci-dioides* avec. l'espèce *N. legeri,* éliminant ainsi l'idée du parasitisme des Ascidies par les Coccidies.

Le parasite a été vu fréquemment par nous dans l'épithélium hépatique et plus rarement dans les cellules intestinales.

Les plus jeunes stades observés sont des parasites de 7 μ présentant une extrémité allongée (*fig.* 1). Dans sa cellule hôte, le parasite s'accroît et dès la taille de 12 μ on peut voir la différenciation en microgamétocyte et macrogamétocyte.

Dans le microgamétocyte, la division nucléaire commence dès le stade de 12 μ (*fig.* 2), l'accroissement se continuant pendant que la multiplication nucléaire s'intensifie. Il y a finalement formation de sphérules denses de chromatine réparties à la surface du microgamétocyte dont la taille oscille entre 15 et 25 μ (*fig.* 3). Le parasite abandonne alors l'épithélium hépatique gagne l'estomac, puis l'intestin et il est évacué par le siphon cloacal.

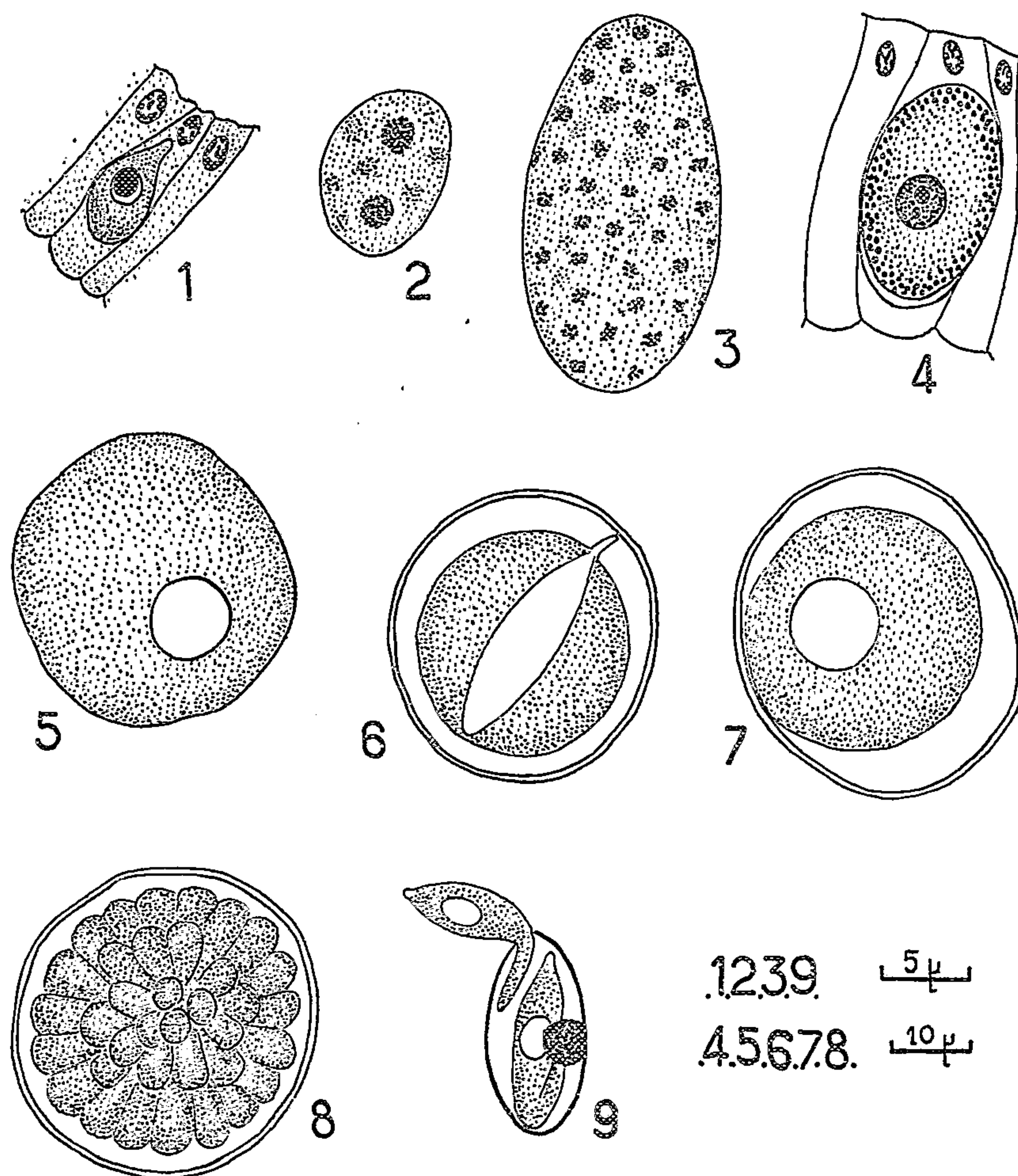
Le macrogamétocyte s'accroît et devient plus gros que le microgamétocyte dont il se distingue par la présence d'un noyau unique avec un gros nucléole enfermant deux ou trois nucléolins et de gros grains de paraglycogène, abondants surtout à la périphérie.

Le macrogamète atteint 30 à 40 μ et distend la cellule-hôte (*fig.* 4). Puis il quitte l'épithélium et tombe dans la lumière hépatique. Il sera expulsé, comme le microgamétocyte, par l'orifice cloacal.

C'est dans l'eau de mer que se poursuit le cycle; nous l'avons suivi dans les excrétats placés en chambre humide. On y observe les macrogamètes normaux non fécondés, sans coque (*fig.* 5) et des microgamétocytes mûrs. Puis on voit se former le fuseau de fécondation caractéristique des Coccidies (*fig.* 6) avec un cône de captation qui s'empare du microgamète. Un cône semblable a été décrit par exemple chez *Eimeria avium* (Hadley, 1911) (3) et *Eleutheroschizon duboscqui* (Chatton et Villeneuve, 1936) (4). Puis, le

syncaryon prend une forme sphérique (*fig.* 7). Il se divise ensuite et donne de nombreux noyaux qui, tous, émigrent à la périphérie.

Chaque noyau s'entoure de protoplasme. Il se forme ainsi des amas rayonnants, partant du centre, sans reliquat ookystique (*fig.* 8). L'ookyste se trouve finalement bourré de sphérules uninucléées de 5 à 6 μ de diamètre, les sporoblastes.



Au bout de 3 ou 4 jours en chambre humide, les spores sont achevées. Elles contiennent deux sporozoïtes et un très gros reliquat granuleux. Par légère pression, nous avons pu provoquer la sortie successives des deux sporozoïtes grâce à une ouverture apicale (*fig.* 8). Les spores sont ellipsoïdes.

Le sporozoïte mesure 14 μ de long et se termine en avant par un mucron arrondi; son noyau est clair et montre un nucléole.

Le cycle de la Coccidie du Microcosme se déroule donc successivement dans l'Ascidie et dans les excréments rejetés dans l'eau de mer.

Nous n'avons pu voir de schizogonie dans les tissus de l'hôte, malgré les nombreuses coupes qui ont été faites.

On peut donc émettre deux hypothèses : ou bien cette schizogonie n'existe pas, comme chez l'*Eleutheroschizon duboscqui*, parasite d'Annélides de l'étang de Thau, ou bien elle se déroule dans un deuxième hôte (peut-être un des Crustacés qui vivent nombreux sur les blocs de Microcosmes).

La gamogonie est du type eimérien pur. Par ses spores nombreuses dans les ookystes et contenant deux sporozoïtes, ce parasite doit être inclus dans le groupe des *Polyzoïca* et rattaché à la famille des *Pseudoklossiidæ* (Grassé, 1953) ([5]), dont il a un certain nombre de caractères et dont la schizogonie est inconnue chez la plupart de ses représentants.

Cette famille comprend un seul genre *Pseudoklossia* Lég. et Dub., parasite du rein des Mollusques Lamellibranches. Il est caractérisé par de petites spores, sphériques, à deux sporozoïtes sans reliquat sporal, par les gamontes agglomérés en amas dans une membrane commune.

La Coccidie des *Microcosmus* diffère par des détails importants du genre *Pseudoklossia :* ses spores sont grandes, ellipsoïdes, allongées, de 11 μ de long et il existe toujours un important reliquat sporal excentriquement situé. Les gamontes ne sont jamais agglomérés en amas. Les hôtes diffèrent beaucoup par leur organisation et leur écologie.

Nous en ferons donc un genre nouveau *Grasséella* ([6]) avec l'espèce *Grasséella microcosmi* n. g. n. sp.

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) *Thèse*, Paris, série A, 1304, n° 2173, p. 1-165.

([2]) *Bull. Inst. Océan. Monaco*, n° 690, p. 1-4.

([3]) *Arch. f. Protist.*, 23, p. 7-50.

([4]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 833.

([5]) *Traité de Zoologie*, publié sous la direction de P.-P. Grassé, Masson, Paris, *Sporozoaires*, I, fasc. 2.

([6]) Nous dédions ce genre à M. le Professeur P.-P. Grassé, qui a créé la famille des *Pseudoklossiidæ*.

(*Faculté des Sciences de Montpellier.*)

VIROLOGIE. — *Influence de l'hypo- et de l'hyperthermie sur l'évolution de la poliomyélite de la souris. Relations entre neurovirulence et thermo-résistance du développement viral.* Note (*) de MM. **André Lwoff**, **Paul Tournier**, Mmes **Marguerite Lwoff** et **Françoise Cathala**, présentée par M. Jacques Tréfouël [1].

La neurovirulence, déterminée par injection intracérébrale à la souris des variants thermorésistants de la souche MEF_1 du poliovirus type II, est supérieure à celle des variants thermosensibles. L'hyperthermie provoquée diminue la mortalité due aux variants thermorésistants. L'hypothermie provoquée augmente la mortalité due aux variants thermosensibles.

L'hyperthermie provoquée protège la souris contre les effets de l'injection intracérébrale du poliovirus type II, souche MEF_1 hautement neurovirulente [2]. A partir de la souche originelle, nous avons obtenu, par passages successifs sur cellule KB à 30, 27 et 25°, des souches capables de se développer à basse température et sensibles aux températures élevées [3]. Pour chacune des souches a été déterminé, dans des expériences de croissance à cycle unique, le rendement viral en fonction de la température. La thermosensibilité d'un virus est exprimée par les lettres rt suivies d'un nombre qui correspond à la température, supérieure à l'optimum, qui diminue le rendement de 90 %. Les valeurs du caractère rt des souches considérées, souche originelle et souche ayant subi respectivement deux et cinq passages à 25°, sont données dans le tableau. On y trouvera également la valeur de la dose létale 50 % déterminée par injection intracérébrale à des souris maintenues à 20° C.

Pour chacune des souches l'effet de l'hyperthermie et de l'hypothermie provoquées par séjour prolongé (un mois) à différentes températures a été recherché. La température interne des souris, normalement voisine de 37°,5, s'équilibre aux environs de 36° pour les animaux maintenus à 4°, et de 39° pour ceux maintenus à 35 ou 36°.

Des souris « swiss », de 14 à 17 g, sont injectées par voie intracérébrale sous anesthésie générale à l'éther. Elles sont ensuite maintenues 24 h à 20° avant d'être transférées à l'étuve ou à la glacière. A l'étuve, les souris disposent de deux biberons, l'un d'eau ordinaire, l'autre d'eau salée à 0,4 %.

L'examen du tableau montre que la neurovirulence, exprimée par la DL_{50}, est d'autant plus basse que la souche est plus thermosensible. Il montre surtout qu'une fraction importante des souris ayant reçu par exemple 100 DL_{50} de la souche rt 40°,2, hautement neurovirulente, peuvent être sauvées par l'hyperthermie. Ajoutons que les survivantes ne sont pas immunes : réinoculées après deux mois de séjour à 20°, elles meurent en effet comme les témoins. On y voit aussi que l'hypothermie

accroît notablement l'effet pathogène des souches thermosensibles atténuées. C'est ainsi que la mortalité provoquée par l'injection de 10^3 particules de la souche rt 38°,7 est de 16 % à 20° et de 73 % à 4°. La plupart des souris ont, avant la mort, présenté des paralysies périphériques. Il a été constaté par des titrages que le virus avait gagné la moelle épinière où il s'était abondamment multiplié. Les animaux ont donc bien succombé à une poliomyélite.

Neurovirulence en fonction du caractère rt *et influence de la température sur l'évolution de la poliomyélite de la souris.*

Poliovirus type II, souche MEF_1.			Mortalité en fonction de la température ([c]).							
rt ([a]).	DL_{50}.	n ([b]).	36°.		35°.		20°.		4°.	
40°,2	2,4	240	20/50	40 %	15/20 ([d])	75 %	40/40	100 %	–	
39°,2	240	10^4	8/32	25 %	–		22/30	73 %	–	
		10^2	–		–		0/10	0 %	4/10	40 %
38°,7	12 000	10^5	–		–		23/30	76 %	9/10	90 %
		10^4	–		–		15/30	50 %	18/20	90 %
		10^3	–		–		5/30	16 %	22/30	73 %

([a]) Pour l'explication de ce sigle, *voir* le texte.
([b]) Nombre de particules (unités formant des plages) injectées par voie intracérébrale.
([c]) A laquelle les souris sont maintenues pendant un mois.
([d]) Dont 5 dans les 10 jours qui ont suivi le retour à 20°.

L'étude de diverses souches virulentes et atténuées du poliovirus de type I a mis en évidence l'importance du caractère rt dans le déterminisme de la neurovirulence pour le singe et pour l'homme ([4]).

La neurovirulence du poliovirus type II pour la souris augmente lorsque s'accroît la résistance du développement viral aux températures élevées. Le caractère rt qui détermine la sensibilité de la reproduction virale à la température dans les cellules cultivées *in vitro*, affecte aussi le développement *in vivo*. Le fait que l'hyperthermie diminue et que l'hypothermie augmente la gravité de la poliomyélite expérimentale de la souris montre que le caractère rt, qui exprime la sensibilité du développement viral à la température, est bien l'un des facteurs qui gouvernent la neurovirulence.

(*) Séance du 28 mars 1960.

([1]) Ce travail a bénéficié de l'aide de la « National Foundation » des États-Unis d'Amérique et de l'Institut National d'Hygiène.

([2]) A. Lwoff, P. Tournier et J.-P. Carteaud, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1876.
([3]) N. Groman, A. Lwoff et M. Lwoff, *Ann. Inst. Pasteur*, 98, 1960, p. 351.
([4]) Y. Kanda et J. L. Melnick, *J. exp. Med.*, 109, 1959, p. 9; A. Lwoff, *Bact. Rev.*, 23, 1959, p. 109; A. Lwoff et M. Lwoff, *Ann. Inst. Pasteur*, 98, 1960, p. 173; A. B. Sabin, in *Perspectives in Virology*, II, New-York, 1960 (sous presse); A. B. Sabin et A. Lwoff, *Science*, 129, 1959, p. 1287.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité national de Cristallographie, la délégation française à la cinquième Assemblée générale de l'**Union internationale de Cristallographie**, qui aura lieu à Cambridge, Angleterre, du 15 au 24 août 1960, est composée comme il suit :

M. **Jean Wyart**, membre de l'Académie, président; M. **Félix Bertaut**, Mlle **Yvette Cauchois**, MM. **Gérard von Eller**, **Robert Gay**, **Stanislas Goldzstaub**, **André Guinier**, **André Herpin**, **Jean Laval**, **Charles Legrand**, **Vittorio Luzzati**, **Jean Philibert**, Mlle **Cécile Stora**.

Sur la proposition du Conseil national de la protection de la nature, la délégation française à l'Assemblée générale de l'**Union internationale pour la conservation de la nature et de ses ressources**, qui doit avoir lieu à Varsovie et Cracovie, Pologne, du 15 au 24 juin 1960, est composée comme il suit :

M. **Clément Bressou**, membre de l'Académie, président; MM. **Théodore Monod**, Correspondant, **François Bourlière**, **Jean Dorst**, **Gustave-Henri Lestel**, **Jean Lhoste** et, éventuellement, MM. **Henri Flon** et **André Reymond**.

La séance est levée à 16 h 10 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE FÉVRIER 1960.
(*Suite et fin.*)

Centre d'études mathématiques en vue des applications. B. Méthodes de calcul. II. *Calcul symbolique. Distributions et pseudo-fonctions avec une table de nouvelles transformées de Laplace*, par JEAN LAVOINE. Paris, Centre national de la recherche scientifique, 1959; 1 vol. 24 cm.

Traité d'électricité théorique. Tome III. *Principe de relativité et Lois générales de l'électromagnétisme et de l'électrodynamique*, par MARC JOUGUET, in *Collection technique et scientifique du Centre national d'études des Télécommunications.* Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 vol. 24 cm (présenté par M. M. Roy).

République malgache. *Atlas des fossiles caractéristiques de Madagascar*, par MAURICE COLLIGNON. Fasc. V. *Kimmeridgien.* Tananarive, Service géologique, 1959; 1 vol. 26 cm.

Études relativistes. *Milieux conducteurs ou polarisables en mouvement*, par HENRI ARZELIÈS et J. HENRY. Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 25 cm.

Mécanique physique. I. *La mécanique des solides réels*, par HENRI LE BOITEUX. Préface de MAURICE ROY. Paris et Liège, Librairie polytechnique Ch. Béranger, 1960; 1 vol. 22,5 cm (présenté par M. Maurice Roy).

Étude d'un dispositif destiné à améliorer l'utilisation de l'adhérence d'une locomotive électrique à courant continu, par ÉMILE MUSYCK. Mol, Belgique, Centre d'étude de l'énergie nucléaire, 1958; 1 fasc. 24 cm.

Présidence du Conseil. Commissariat à l'énergie atomique. *Contribution à l'étude structurale et cinétique de la transformation lente d'un cristal de fer α ou d'uranium α*, par G. DONZE. *Contribution à la géochimie de l'uranium dans les granites intrusifs*, par RENÉ COULOMB. *Étude des fluctuations d'aimantation dans le fer au voisinage de la température de Curie par diffusion des neutrons*, par MAGDA ERICSON-GALULA. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 3 fasc. 27 cm.

Colloque sur la géologie appliquée dans le Proche-Orient. Symposium on applied geology in the near East. Ankara, 14-17 novembre 1955. Le Caire, Centre de coopération scientifique de l'Unesco pour le Moyen-Orient, s. d.; 1 vol. 24,5 cm.

Sur les transformations conservant les volumes, par GEORGES BOULIGAND, in *Annali di Matematica pura ed applicata*, serie IV, tomo XLVIII, 1959. Bologna, Nicola Zanichelli, 1959; 1 fasc. 28 cm.

L'Université de Varsovie, 1808-1958, par ALEKSANDER GIEYSZTOR, MARIAN STRZEMIENSKI. Traduit par JACQUES BIRNBERG. Krakowie, Drukarnia Wydawnicza W, 1958; 1 vol. 24,5 cm.

Studies on alkaline solutions of cellulose with special reference to cupriethylenediamine solutions, by H. VINK. Thèse. Uppsala, Institute of Physical Chemistry, 1960; 1 fasc. 30 cm.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1960.

Vorträge und Schriften. Nr 1 : *Alexander von Humboldt und die Astronomie*, von Diedrich Wattenberg. Nr 2 : *Vom Kaufmanns. Lehrling zum Astronomen Friedrich Wilhelm Bessel* (1784-1846), von Diedrich Wattenberg. Nr 3 : *Blick in die Sternenwelt* 1960. *Astronomicher Kalender der Archenhold-Sternwarte*, von Hellmut Winkler. Berlin-Treptov, Archenhold-Sternwarte, 1959; 3 fasc. 20 cm.

Archipel des Crozet. Étude. Albums de *photographies* et *cartes* par Robert Genty; 1 fasc. dactylographié et 2 albums, 27 cm (présenté par M. Donatien Cot).

Les rayonnements ionisants. Calculs techniques. Tables de valeurs numériques à l'usage des ingénieurs, radiologues, officiers, par Lucien Brunelet. Texte en 4 langues : français, anglais, italien, espagnol. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 fasc. 24 cm.

Comité des travaux historiques et scientifiques. *Comptes rendus du Congrès des Sociétés savantes de Paris et des Départements tenu à Dijon en* 1959. Section des Sciences. Sous-Section de géologie. *Colloque sur le Crétacé supérieur français.* Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 25 cm.

Publications du laboratoire de photoélasticité. École polytechnique fédérale, Zurich. N° 7 : *La détermination purement optique des constantes* E, ν, G *des matières isotropes transparentes. Contribution à l'étude des plaques minces fléchies d'épaisseur brusquement variable*, par Marzio Martinola. N° 8 : *Ueber die experimentelle Bestimmung dreidimensionaler Spannungszustände*, von Walter Schumann. Zurich, Éditions Leemann, 1959; 2 fasc. 24 cm.

Étude expérimentale et théorique de la répartition des tensions dans les plaques circulaires fléchies d'épaisseur variable, par Henry Favre, Walter Schumann, Marzio Martinola. Lausanne, Édition de la Société du bulletin technique de la Suisse romande, 1960; 1 fasc. 30 cm.

Étude théorique de l'influence des réflexions intérieures sur la marche d'un rayon lumineux traversant une lame transparente soumise à des forces agissant dans son plan moyen, par Henry Favre. Extrait de *Ingénieur-Archiv*, 28 Band, 1959. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer-Verlag; 1 fasc. 28 cm.

Les coléoptères du sol, par Henri Coiffait. Supplément n° 7 à *Vie et milieu*, Bulletin du Laboratoire Arago. Paris, Hermann, et Banyuls-sur-Mer, Laboratoire Arago, s. d.; 1 vol. 24,5 cm.

(*A suivre.*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 AVRIL 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

M. le Président informe l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Pâques, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 20 avril au lieu du lundi 18.

PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Paul Montel** signale la présence de M. **Michel Lavrentieff**, Vice-Président de l'Académie des sciences de Moscou. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

A la demande des auteurs, le pli cacheté accepté en la séance du 4 août 1958 et enregistré sous le n° 13.862 est ouvert par M. le Secrétaire perpétuel. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la division des Académiciens libres.

L'Académie est informée :

— de l'Assemblée générale de la **Société chronométrique de France**, qui aura lieu à Grenoble, les 14, 15 et 16 mai 1960;

— des **Jahrestagung 1960**, organisés par la **Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewese** (**DECHEMA**), du 14 au 16 juin 1960, à Frankfurt am Main.

M. **Arnaud Denjoy** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de déposer sur le Bureau de l'Académie une brochure

où j'ai réuni huit Notes que j'ai publiées dans les *Comptes rendus* au sujet des équations différentielles périodiques. Il s'agit d'une question intéressant la Mécanique analytique. On peut dire en quelques mots que c'est l'étude des trajectoires sur les voies des espaces à plus de trois dimensions.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *II. Kongress geologa Jugoslavije.* 8-14. IX. 1957 *održan u Sarajevu. Referati, predavanja, diskusije* (*IIe Congrès des géologues de Yougoslavie tenu à Sarajevo,* 8-14 *septembre* 1957. *Rapports, conférences, discussions*).

2° *The femoral neck. An experimental study of function, fracture mechanism, and internal fixation,* av Victor H. Frankel (Thèse, Uppsala).

3° *Experimental studies of collective properties of some radioactive nuclei and a determination of the helicity of neutrinos.* Inaugural dissertation by Ingvar Marklund.

4° *Le gisement mésolithique de Moita do Sabastião (Muge-Portugal). Archéologie,* par M. l'Abbé Jean Roche.

5° Académie des sciences de l'U. R. S. S. Observatoire de Pulkovo. *Novye instrumenty i metody v meridiannoï astrometrii (New instruments and methods in the meridian astrometry. Reports made at the meeting of the commission* 8 (*Positional astronomy*) *during the* 10*th general assembly of the International Astronomical Union in Moscow on the august* 1958).

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la chaire de Magnétisme nucléaire du Collège de France, pour la première ligne, M. *Anatole Abragam* obtient 26 suffrages contre un à M. *Michel Soutif.*

Pour la seconde ligne, M. *Michel Soutif* obtient 26 suffrages.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne.............. M. **Anatole Abragam.**
En seconde ligne.............. M. **Michel Soutif.**

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Manœuvres rythmiques dans le cas d'une chambre d'équilibre déversante en tenant compte de l'influence de la hauteur de chute (orifice) et en l'absence de pertes de charge.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

Méthode théorique pour l'étude des manœuvres rythmiques provoquant le déversement maximal en tenant compte de l'influence des variations de la hauteur de chute dans le cas d'un récepteur constitué par un simple orifice, en négligeant les pertes de charge.

Nous supposons le seuil déversant horizontal de cote $A = aZ_*$ au-dessus du niveau statique et de longueur pratiquement infinie.

L'influence de la hauteur de chute sur le débit de l'orifice se traduit par la relation suivante entre grandeurs relatives

$$u = 1 + \frac{z}{2h_0}.$$

En l'absence de perte de charge les équations générales s'écrivent, lorsque l'orifice est ouvert :

$$\frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + Z = 0, \qquad V = \frac{dZ}{dt},$$

$$fW = FV + Q = FV + Q_0\left(1 + \frac{Z}{2H_0}\right),$$

on en déduit l'équation

$$\frac{LF}{gf}\frac{d^2Z}{dt^2} + \frac{LW_0}{2gH_0}\frac{dZ}{dt} + Z = 0$$

ou encore

$$\left(\frac{T}{2\pi}\right)^2\frac{d^2Z}{dt^2} + \frac{T}{2\pi}\frac{Z_*}{2H_0}\frac{dZ}{dt} + Z = 0$$

et, en passant aux grandeurs relatives :

$$\frac{d^2z}{dt'^2} + \frac{\pi}{h_0}\frac{dz}{dt'} + 4\pi^2 z = 0.$$

L'équation caractéristique

$$r^2 + \frac{\pi}{h_0}r + 4\pi^2 = 0$$

a un discriminant toujours négatif et ses racines sont de la forme

$$\alpha \pm j\beta = -\frac{\pi}{2h_0} \pm j\frac{\pi}{2h_0}\sqrt{16h_0^2 - 1},$$

$$\alpha = -\frac{\pi}{2h_0}, \qquad \beta = \frac{\pi}{2h_0}\sqrt{16h_0^2 - 1}.$$

On a donc pour z des oscillations amorties de la forme

$$z = \mathrm{K}\, e^{\alpha t'} \sin(\beta t' + \varphi) = \mathrm{K}\, e^{-\frac{\pi t'}{2 h_0}} \sin\left[\frac{\pi}{2 h_1}\sqrt{16 h_0^2 - 1}\, t' + \varphi\right].$$

1. A l'instant initial, le déversement s'achève, l'orifice étant fermé, et le plan d'eau étant à la cote $\mathrm{A} = a\mathrm{Z}_*$.

On a des oscillations sinusoïdales et, compte tenu des conditions initiales

$$\mathrm{Z} = \mathrm{A}, \qquad \mathrm{V} = 0 \qquad \text{pour} \quad t = 0,$$

on en déduit entre grandeurs relatives les relations

$$z = a \cos 2\pi t', \qquad v = -a \sin 2\pi t'.$$

La vitesse $w = v$ dans le canal d'amenée est négative, c'est-à-dire dirigée vers le réservoir et sa valeur absolue passe par un maximum à l'instant $t_1 = \mathrm{T}/4$ pour lequel on a

$$2\pi t'_1 = \frac{\pi}{2}, \qquad v = -a, \qquad z = 0.$$

A cet instant où le plan d'eau traverse le niveau statique, on ouvre en grand l'orifice qui appelle instantanément le débit Q_0. Les conditions initiales pour la seconde phase du mouvement sont donc

$$z = 0, \qquad v = -(a + 1).$$

2. Si nous prenons comme nouvelle origine du temps t'_1, on a

$$z = \mathrm{K}\, e^{\alpha t'} \sin(\beta t' + \varphi),$$
$$v = \frac{1}{2\pi}\frac{dz}{dt'} = \frac{\mathrm{K}}{2\pi} e^{\alpha t'}[\alpha \sin(\beta t' + \varphi) + \beta \cos(\beta t' + \varphi)]$$

et les conditions initiales donnent

$$\varphi = 0, \qquad \mathrm{K} = -\frac{2\pi}{\beta}(a + 1).$$

On a donc, dans cette deuxième phase du mouvement :

$$z = -\frac{2\pi(a + 1)}{\beta} e^{\alpha t'} \sin \beta t',$$
$$v = -\frac{a + 1}{\beta} e^{\alpha t'}[\alpha \sin \beta t' + \beta \cos \beta t'].$$

Le niveau descend jusqu'à la cote $z = z_m$, correspondant à l'instant où $v = 0$: on trouve, tous calculs faits, pour cet instant et pour z_m les valeurs suivantes :

$$t' = \frac{2 h_0}{\pi\sqrt{16 h_0^2 - 1}} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{16 h_0^2 - 1},$$
$$z_m = -(a + 1)\, e^{\frac{-1}{\sqrt{16 h_0^2 - 1}} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{16 h_0^2 - 1}}.$$

L'instant $t_2 = t'_2 T$ correspondant au maximum de w pour lequel l'équation de continuité donne l'expression $w = v + 1 + (z/2h_0)$ doit être tel qu'on ait

$$\frac{dw}{dt'} = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{dv}{dt'} + \frac{1}{2h_0}\frac{dz}{dt'} = 0.$$

Cette condition aboutit, tous calculs faits, à la relation suivante :

$$\operatorname{tg}\beta t'_2 = \frac{\beta(2\alpha h_0 + \pi)}{(\beta^2 - \alpha^2) h_0 - \pi\alpha}$$

et si l'on remarque que

$$2\alpha h_0 + \pi = 0,$$

on voit qu'on doit avoir

$$\operatorname{tg}\beta t'_2 = 0, \qquad \beta t'_2 = \pi$$

ou

(1) $$t'_2 = \frac{\pi}{\beta} = \frac{2h_0}{\sqrt{16h_0^2 - 1}}.$$

Les valeurs correspondantes de z et v sont alors

$$z_2 = 0, \qquad v_2 = (a+1)e^{\alpha t'_2}, \qquad \text{avec} \quad \alpha t'_2 = \frac{-\pi}{\sqrt{16h_0^2 - 1}}$$

et le débit de l'orifice, à l'instant t'_2 est égal à Q_0 puisque le plan d'eau est à la cote du niveau statique.

A l'instant t'_2, on ferme l'orifice et le débit Q_0 s'engouffre dans la cheminée où il crée une vitesse supplémentaire V_0.

Les conditions initiales pour la troisième phase du mouvement sont donc les suivantes :

$$z = 0, \qquad v = (a+1)e^{\alpha t'_2} + 1.$$

3. L'orifice étant fermé on a pour z et pour v, en prenant comme nouvelle origine du temps l'instant t'_2, des expressions de la forme

$$z = \lambda \sin(2\pi t' + \mu),$$
$$v = \frac{1}{2\pi}\frac{dz}{dt'} = \lambda\cos(2\pi t' + \mu).$$

Les conditions initiales donnent

$$\mu = 0, \qquad \lambda = (a+1)e^{\alpha t'_2} + 1,$$
$$z = [(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1]\sin 2\pi t',$$
$$v = [(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1]\cos 2\pi t',$$

Le plan d'eau atteint le seuil déversant à l'instant t'_3 défini par

$$\sin 2\pi t'_3 = \frac{a}{(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1},$$

v a alors pour valeur

$$v_3 = \sqrt{[(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1]^2 - a^2}.$$

Le débit qui débouche du canal d'amenée dans la chambre d'équilibre à l'instant t'_3 où débute le déversement est

$$Q_3 = fW_3 = v_3 Q_0$$

v_3 étant donné par l'expression ci-dessus dans laquelle on a

$$(2) \qquad \alpha t'_2 = \frac{-\pi}{\sqrt{16 h_0^2 - 1}}.$$

4. Pendant le déversement, on a

$$\frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + A = 0 \qquad \text{ou} \qquad W = -\frac{gA}{L}t + W_3$$

en prenant comme nouvelle origine du temps l'instant t'_3. On en déduit la durée totale du déversement θ :

$$\theta = \frac{LW_3}{gA} = \frac{T}{2\pi a}\sqrt{[(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1]^2 - a^2}$$

et le volume total déversé

$$\Omega_d = \int_0^\theta fW\,dt = \theta\left[v_3 Q_0 - \frac{gfA}{2L}\theta\right],$$

ce qui peut s'écrire, après transformations :

$$\frac{\Omega_d}{Q_0 T} = \frac{1}{4\pi a}\{[(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1]^2 - a^2\}.$$

5. La durée totale du cycle de manœuvres est égale à la somme

$$t_1 + t_2 + t_3 + \theta,$$

θ étant fournie par l'expression précédente et les autres temps par les suivantes :

$$t_1 = \frac{T}{4},$$

$$t_2 = Tt'_2 \qquad \text{avec} \qquad t'_2 = \frac{2h_0}{\sqrt{16h_0^2 - 1}},$$

$$t_3 = \frac{T}{2\pi}\arcsin\frac{a}{(a+1)e^{\alpha t'_2} + 1}.$$

(*) Séance du 4 avril 1960.

TOXICOLOGIE. — *Étude du métabolisme des xylènes ou diméthylbenzènes chez le Rat, le Cobaye et le Lapin.* Note (*) de MM. **René Fabre, René Truhaut** et **Souheil Laham.**

La transformation métabolique des trois xylènes en acides toluiques correspondants par oxydation d'un de leurs deux groupes méthyle, déjà connue chez le Chien et chez le Lapin, a été démontrée chez le Rat et le Cobaye. On a démontré, chez les espèces animales expérimentées, un processus d'oxydation nucléaire conduisant à des xylénols.

Dans le cadre général des recherches que nous poursuivons depuis une dizaine d'années sur la toxicité des solvants industriels, nous avons entrepris d'étudier le comportement *in vivo* de certains dérivés aromatiques. Parmi les composés étudiés, nous nous sommes intéressés aux hydrocarbures benzéniques, et plus spécialement aux xylènes ou diméthylbenzènes, qui sont utilisés de plus en plus dans l'industrie moderne, soit comme solvants, soit surtout comme matières premières, particulièrement pour la fabrication de matières plastiques ou de fibres synthétiques. Une telle étude nous a paru présenter d'autant plus d'intérêt que les xylènes diffèrent du benzène, dont on connaît l'extrême agressivité vis-à-vis de la moelle osseuse, par la présence de deux groupements méthyle dont la position respective en ortho, méta et para conditionne l'existence de trois isomères.

La nature des transformations métaboliques influant très souvent sur l'intensité et l'orientation de la toxicité, comme nous l'ont montré, entre autres, nos études sur les effets de nocivité à long terme du benzène ([1]), du toluène ([2]) et de leurs homologues ([3]), ([4]), ([5]), confirmées dans les grandes lignes par Gérarde ([2 bis]) il nous a semblé d'une grande importance d'étudier le « métabolisme comparé de chacun des trois isomères, en portant plus particulièrement notre attention sur les produits formés au cours des stades intermédiaires qui constituent en général la phase active des transformations.

1. Protocole d'expérimentation. — Les produits utilisés étaient de l'orthoxylène (d_{20} 0,880, $É_{760}$ 144°,4), du métaxylène (d_{20} 0,864, $É_{760}$ 139°) et du paraxylène (d_{20} 0,861, $É_{760}$ 138°), spectroscopiquement purs (spectres ultraviolet et infrarouge). Ils ont été expérimentés sur trois espèces animales : Rats adultes de souche Wistar (six animaux par expérimentation), d'un poids moyen de 300 g; Cobayes (six animaux par expérimentation), provenant d'un élevage homogène et d'un poids moyen de 600 g; Lapins (trois animaux par expérimentation), provenant également d'un élevage homogène et d'un poids moyen de 3 kg.

Tous ces animaux étaient soumis à des régimes équilibrés, de composition maintenue constante au cours de l'expérimentation.

Les produits ont été administrés *per os* sous forme de solutions

à 50% (P/V) dans l'huile d'olive. Chaque animal en a reçu, à l'aide d'une sonde stomacale, 0,40 ml/kg/jour pendant une semaine.

2. TECHNIQUES D'ISOLEMENT ET D'IDENTIFICATION DES MÉTABOLITES. — Tenant compte des résultats obtenus ou entrevus antérieurement, entre autres, par Schultzen et Naunyn [6] et Curci [7] chez le Chien, ainsi que par Filippi [8] et Bray, Humphrys et Thorpe [9] chez le Lapin, nous avons cherché à isoler et à caractériser dans l'urine des animaux soumis à l'administration de xylènes, les produits résultant de l'oxydation de la molécule de ces derniers, soit dans la chaîne latérale (→ acides toluiques), soit sur le noyau (→ xylénols). Pour l'isolement des acides toluiques, nous avons fait appel, après hydrolyse par chauffage au bain-marie en milieu légèrement acide, à l'extraction continue par l'éther pur (exempt de peroxydes) à pH 3,5-4, suivie de purifications successives par dissolution dans l'éthanol à 95° et traitements par le charbon Norit. Pour essayer d'isoler les xylénols, nous avons soumis les urines à l'épuisement continu par l'éther, à pH compris entre 7,2 et 7,8, et soumis les résidus d'évaporation à basse température des extractums éthérés à un traitement adapté de celui décrit par Kulz [10], consistant en précipitation par le sous-acétate de plomb suivie d'une décomposition du précipité, mis en suspension aqueuse, par l'hydrogène sulfuré et, après élimination de ce dernier, d'un épuisement par l'éther dont l'évaporation à basse température a fourni des résidus qui ont ensuite été purifiés par dissolutions répétées dans l'éther et traitements au charbon Norit. Finalement, il a été procédé à l'isolement des glucuronides par précipitation des solutions des produits ainsi purifiés dans l'éthanol à 95° au moyen d'éther de pétrole (É 60 à 80°). L'hydrolyse acide des glucuronides ainsi obtenus a permis d'obtenir les xylénols correspondants. Pour l'identification des produits obtenus, en dehors des points de fusion et de l'analyse élémentaire, ont été déterminés les spectres infrarouges et de diffraction aux rayons X.

Les spectres infrarouges ont été enregistrés, à partir de suspensions dans le Nujol, sur un spectrophotomètre à double faisceau Perkin-Elmer (modèle 21). Les spectres de diffraction ont été obtenus à l'aide d'une diffractomètre à rayons X Norelco (« High-angle »). La radiation K_α ($\lambda = 1,53$ Å) d'une cathode de cuivre (35 kV, 20 mA) a été utilisée à cette fin. Les deux catégories de spectres ont été comparés à ceux obtenus dans les mêmes conditions avec des produits de référence.

3. RÉSULTATS OBTENUS. — A. *Orthoxylène.* — *a. Isolement de l'acide orthotoluique.* — Nous avons obtenu, à partir des urines des trois espèces animales, des aiguilles incolores, dont le point de fusion [104° [12]] et les spectres infrarouges et de diffraction aux rayons X sont superposables à ceux obtenus avec l'acide orthotoluique pur. Dans le cas du produit obtenu à partir de l'urine de Lapin, nous avons complété l'identification par l'analyse élémentaire.

$C_8H_8O_2$, calculé %, C 70, 57; H 5,92; trouvé %, C 70, 21; H 5,84.

b. Isolement du diméthyl-3.4-phénol-1. — Nous avons pu obtenir, à partir des urines des trois espèces animales soumises à l'ingestion d'*o*-xylène, de fines aiguilles, F 142°, donnant les réactions analytiques des conjugués glucuroniques (réaction colorée de Tollens au naphtorésorcinol et réduction des liqueurs cuproalcalines). Dans le cas du produit isolé à partir de l'urine de Lapin, les résultats de l'analyse élémentaire cadrent avec ceux calculés pour un monoglucuronide de xylénol.

$C_{14}H_{18}O_7$ 1/2 H_2O, calculé % 54, 80; H 6,20; trouvé %, C, 54, 91; H 6,32.

N'ayant pas de substance de référence, nous avons soumis à l'hydrolyse acide les produits obtenus à partir des urines des trois espèces animales expérimentées, puis procédé à l'extraction par l'éther. Après évaporation, nous avons obtenu un produit cristallin, dont, après purification, le point de fusion (65°) et les spectres (infrarouges, diffraction aux rayons X) sont absolument superposables à ceux obtenus avec le diméthyl-3.4 phénol-1 pur. Les résultats de l'analyse élémentaire sont également concordants.

$C_8H_{10}O$, calculé %, C 78, 65; H 8,25; trouvé %, C 78, 72; H 8,36.

B. *Métaxylène.* — *a. Isolement de l'acide métatoluique.* — Nous avons obtenu, à partir des urines des trois espèces animales, des aiguilles incolores dont le point de fusion (110°) et le spectre infrarouge sont absolument superposables à ceux obtenus avec l'acide métatoluique pur. Dans le cas du produit obtenu à partir de l'urine de Lapin, nous avons complété l'identification par l'analyse élémentaire.

$C_8H_8O_2$, calculé %, C 70, 57; H 5,92; trouvé %, C 70, 68; H 5,77.

b. Essais d'isolement de xylénols. — Les divers essais effectués n'ont pas permis d'isoler de produits cristallisés, même à partir des extraits éthérés d'urine hydrolysée. Mais, nous avons pu montrer qu'ils renfermaient des composés donnant des réactions colorées positives avec les réactifs généraux des phénols (réactif de Gibbs, diazo de la *p*-nitraniline). De plus, la chromatographie sur papier, appliquée en faisant appel à plusieurs systèmes de solvants, nous a permis de déceler la présence de produits ayant un R_f du même ordre que celui des xylénols (0,95-0,97).

C. *Paraxylène.* — *a. Isolement de l'acide paratoluique.* — Nous avons obtenu, à partir des urines des trois espèces animales, des aiguilles incolores dont le point de fusion (180°) et les spectres infrarouges et de diffraction aux rayons X sont absolument superposables à ceux obtenus avec l'acide paratoluique pur. Dans le cas du produit obtenu à partir de l'urine de Lapin, nous avons complété l'identification par l'analyse élémentaire.

$C_8H_8O_2$, calculé %, C 70, 57; H 5,92; trouvé %, C 70, 31; H 5,69.

b. Isolement du diméthyl-2.5 phénol-1. — Nous avons pu obtenir, à partir des urines des trois espèces animales, un liquide sirupeux donnant les réactions des conjugués glucuroniques. Nous n'avons malheureusement pu réussir à le faire cristalliser. Nous l'avons soumis à l'hydrolyse à chaud et pu obtenir, par extraction à l'éther et purification par traitement au

charbon Norit, un produit dont le point de fusion (75°) et les spectres infrarouges et de diffraction aux rayons X sont absolument superposables à ceux du diméthyl-2.3 phénol-1 (paraxylénol) synthétique. Dans le cas du produit isolé à partir de l'urine de Lapin, nous avons pu compléter l'identification par l'analyse élémentaire [13].

$C_8H_{10}O$, calculé %, C 78, 65; H 8,25; trouvé %, C 78, 81; H 8,40.

Conclusions. — 1° Nous avons confirmé que l'ortho-, le méta- et le paraxylène étaient transformés dans l'organisme du Lapin, par oxydation d'un des groupes méthyle, en acides toluiques correspondants.

2° Nous avons mis en évidence le même processus métabolique chez le Rat et le Cobaye.

3° Dans aucun cas, il n'a pu être caractérisé d'acides benzène di-carboniques ou acides phtaliques, ce qui confirme que le deuxième groupe méthyle résiste à l'oxydation.

4° Chez les trois espèces animales et avec les trois xylènes, nous avons montré que, en dehors de la « méthyloxydation », intervenait un processus d'oxydation nucléaire conduisant à l'excrétion urinaire de xylénols, en partie au moins sous forme de conjugués glucuroniques. Dans le cas de l'orthoxylène, nous avons, pour la première fois à notre connaissance, isolé à l'état cristallisé et identifié le diméthyl-3.4 phénol-1, à la fois à l'état libre et sous forme de glucuronide. Dans le cas du métaxylène, sans pouvoir obtenir de métaxylénols à l'état cristallisé, nous avons caractérisé des produits phénoliques se comportant comme ces derniers dans la chromatographie sur papier avec plusieurs systèmes de solvants. Dans le cas du paraxylène, nous avons confirmé la formation, chez le Lapin, de diméthyl-2.5 phénol-1 et prouvé que le même métabolite se retrouvait chez le Rat et chez le Cobaye.

Ces résultats, jusqu'ici uniquement qualitatifs, seront complétés, dans un travail ultérieur, par des recherches quantitatives. D'ores et déjà, ils nous paraissent intéressants à prendre en considération pour rendre compte, au moins en partie, des différences que nous avons observées dans les effets biologiques produits, chez diverses espèces animales, respectivement par le benzène, le toluène et les xylènes, aux doses d'intoxication chronique qui intéressent l'hygiène industrielle. Si, en effet, les xylènes ne possèdent pas, dans ces conditions, la redoutable agressivité du benzène vis-à-vis de la moelle osseuse, ils manifestent cependant une nocivité nettement plus marquée que celle du toluène [5]. Si l'on admet la théorie rapportant les effets de toxicité à long terme du benzène à sa transformation métabolique en phénols doués d'action antimitotique [11], on est fondé à penser que l'apparition d'une proportion non négligeable de composés du même type dans le métabolisme des xylènes est d'une grande importance pour la compréhension de leur nocivité.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) R. Fabre et R. Truhaut, *C. R. du XIe Congrès international de Médecine du Travail*, Naples, septembre 1954, p. 137, Ed. Institut de Médecine du Travail de Naples.

(2) R. Fabre, R. Truhaut, S. Laham et M. Peron, *Arch. Mal. Prof.*, 16, 1955, p. 197.

(2 *bis*) H. W. Gerarde, *Arch. of Industrial Health*, 13, 1956, p. 468; *cf.* également, *Arch. of Industrial Health*, 19, 1959, p. 403.

(3) R. Fabre, R. Truhaut et coll., *Cinq années de recherche sur les solvants de remplacement du benzène*, Rapport présenté au *Ve Congrès technique national de Sécurité et d'Hygiène du Travail*, Strasbourg, octobre 1954, Ed. Institut National de Sécurité.

(4) R. Fabre, R. Truhaut, J. Bernuchon et F. Loisillier, *Arch. Mal. Prof.*, 16, n° 4, 1955, p. 285.

(5) R. Fabre, R. Truhaut et S. Laham, *Arch. Mal. Prof.*, 21, 1960 (sous presse).

(6) O. Schultzen et B. Naunyn, *Arch. Anat. Physiol. Lpz.*, 1867, p. 349.

(7) A. Curci, *Ann. Chim. Farmacol.*, 16, 1892, p. 3.

(8) E. Filippi, *Arch. di Farmacol. Sper. e Sci. Affini*, 18, 1914, p. 178.

(9) H. G. Bray, B. G. Humphrys et W. V. Thorpe, *Biochem. J.*; 45, 1949, p. 241 et 47, 1950, p. 395.

(10) E. Kulz, *Pfluger's Archiv*, 28, 1882, p. 506.

(11) R. Fabre et R. Truhaut, *Ann. Méd. Légale*, 29, 1949, p. 233.

(12) Les points de fusion indiqués dans ce travail ne sont pas corrigés.

(13) La discussion de ces résultats sera donnée, en même temps qu'une description plus détaillée des techniques d'isolement et d'identification mises en œuvre et que la présentation des spectres infrarouge ou de diffraction aux rayons X obtenus, dans un Mémoire ultérieur.

(Laboratoire de Toxicologie et d'Hygiène industrielle de la Faculté de Pharmacie de Paris et Laboratoire de Biochimie du Ministère de la Santé Nationale à Ottawa.)

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Quelques théorèmes d'unicité.*

Note de M. **Szolem Mandelbrojt**, présentée par M. Paul Montel.

Soit $F(\theta) \in L$ sur $[-\pi, \pi]$ et supposons que

$$F(\theta) \sim \sum (a_j \cos n_j \theta + b_j \sin n_j \theta),$$

la suite $\{n_j\}$ admettant un exposant de convergence $\sigma < 1$. Supposons qu'il existe un point $\theta_0 \in [-\pi, \pi)$ et un nombre positif ρ tels que

$$(1) \qquad \varliminf_{h=0} e^{h^{-\rho}} \int_{\theta_0}^{\theta_0+h} |F(\theta)|\, d\theta < \infty.$$

J'ai démontré [1] que si $\rho > \sigma/(1-\sigma)$, la fonction F est identiquement nulle. (1) a lieu, en particulier, si, F étant continue en θ_0, on a

$$(2) \qquad \varliminf_{h=0} e^{h^{-\rho}} \operatorname*{Max}_{\theta_0 \leq \theta \leq \theta_0+h} |F(\theta)| < \infty.$$

Ce théorème a été généralisé ou traduit en d'autres phénomènes semblables par plusieurs auteurs : Levin, Lifchitz, Hirschman, Jenkins, Kahane et autres; en collaboration avec Wiener nous avons démontré, qu'en un certain point de vue ce résultat ne peut pas être amélioré. Turán [2] a repris le sujet de la manière suivante : en supposant que

$$(3) \qquad F(\theta) = \sum a_j e^{i\lambda_j \theta},$$

les λ_j n'étant pas supposés nécessairement entiers, il suppose aussi que (2) a lieu, mais au lieu de mesurer « la lacunarité » il compare la « petitesse » de la fonction en θ_0 à la « petitesse » de sommes $|a_{n+1}| + |a_{n+2}| + \ldots$. Il démontre notamment que de (2), (3) et

$$(4) \qquad \varlimsup_{\omega=\infty} e^{\frac{2}{\rho}\omega \log \omega} \sum_{j>\omega} |a_j| < \infty$$

résulte que $F \equiv 0$.

Il est clair que si $0 < a < j/\lambda_j < b < \infty$ $(j \geq 1)$ la conclusion $F \equiv 0$ est évidente avec des conditions beaucoup moins restrictives que (4). Par exemple, dans (4) le facteur de $\sum |a_j|$ $(j > \omega)$ peut être remplacé

par $e^{\varepsilon n}$, $\varepsilon > 0$ quelconque (car F est alors une fonction analytique) ou même par un facteur plus petit assurant l'appartenance de F à une classe quasi analytique, car de (2) il résulte déjà que $F^{(n)}(\theta_0) = 0$ $(n \geqq 0)$. L'aspect du théorème change d'une manière importante si dans une condition de la forme (4) $\overline{\lim}$ peut être remplacé par $\underline{\lim}$. Lorsque $\lambda_j = j$ nous obtenons le théorème suivant :

Théorème I. — *Soit* $F(\theta)$ *une fonction continue paire sur* $[-\pi, \pi]$, *et supposons que*

$$F(\theta) = \sum a_n \cos n\theta, \qquad \sum |a_n| < \infty. \tag{5}$$

Supposons qu'il existe un $\rho > 0$, *tel que pour un point* $\theta_0 \in [-\pi, \pi)$, *on ait*

$$e^{h^{-\rho}} \operatorname*{Max}_{\theta_0 \leqq \theta \leqq \theta_0 + h} |F(\theta)| < M < \infty \quad (0 < h \leqq h_0 \leqq \pi - \theta_0)$$

et que

$$\underline{\lim}_{n=\infty} (n \log n)^{\frac{2}{\rho}} \Big(\sum_{m>n} |a_m| \Big)^{\frac{1}{n}} < \infty. \tag{6}$$

$F(\theta)$ *est alors identiquement nulle.*

Soit $A(y)$ une fonction non négative, non décroissante, définie sur l'intervalle $[0, c]$, $A(0) = 0$; nous appellerons fonction inverse de A la fonction $a(t)$ $(t \geqq 0)$, définie par $a(t) = \sup y$ *lorsque* $y \in [0, c]$ *avec* $A(y) \leqq t$.

Le théorème I est un cas particulier du théorème suivant :

Théorème II. — *Soit* $F(\theta)$ *une fonction continue sur* $[-\pi, \pi]$ *et supposons* (5) *vérifié. Soit* $A(y)$ *une fonction non décroissante sur* $[0, \pi]$, $A(0) = 0$, *et supposons que* $\operatorname*{Max}_{-\pi \leqq \theta \leqq \pi + h} |F(\theta)| \leqq A(h)$. *Soit* $a(t)$ *la fonction inverse de la fonction* A. *Soit* Σ_n *une suite positive tendant vers zéro telle que* $\sum_{m>n} |a_m| \leqq \Sigma_n$. *Si*

$$\underline{\lim}_{n=\infty} \frac{\Sigma_n^{\frac{1}{n}}}{[a(\Sigma_n)]^2} < \frac{1}{[\lim a(\Sigma_n)]^2},$$

la fonction F *est identiquement nulle.*

Le théorème II est, à son tour, un corollaire d'un théorème portant sur la meilleure approximation que voici.

Théorème III. — *Soit* $f(x)$ *une fonction continue sur* $[-1, 1]$, *avec* $f(x_0) = 0$, $x_0 \in [-1, 1)$, *et soit* $E_n (n \geqq 1)$ *sa meilleure approximation polynomiale d'ordre n. Soit* $C(\alpha)$ *une fonction non décroissante, définie sur* $[0, 1 - x_0]$, $C(0) = 0$, *et telle que* $\operatorname*{Max}_{x_0 \leqq x \leqq x_0 + \alpha} |f(x)| \leqq C(\alpha)$; *et soit* $\{\mathcal{E}_n\}$ *une suite tendant vers zéro, telle que* $E_n \leqq \mathcal{E}_n (n \geqq 1)$. *Soit* $c(t)$ *la fonction inverse de* $C(\alpha)$. *Si*

$$\underline{\lim}_{n=\infty} \frac{\mathcal{E}_n^{\frac{1}{n}}}{c(\mathcal{E}_n)} < \frac{1}{\lim c(\mathcal{E}_n)},$$

la fonction f *est identiquement nulle.*

Ce théorème contient comme cas particulier le théorème de S. Bernstein ([3]), d'après lequel, si $\varlimsup E_n^{1/n} < 1$, et si f s'annule sur un intervalle $(\alpha, \beta) \subset [-1, 1]$, f est identiquement nulle. Szmuszkowiczówna ([4]) a remplacé l'intervalle (α, β) par un ensemble de capacité positive.

Notre démonstration, très simple, consiste à appliquer la méthode de Bernstein aux domaines qui varient; c'est aussi le cas dans le travail cité ([1]).

Pour démontrer le théorème II à partir du théorème III, on posera $f(x) = \sum a_n T_n(x)$, où les a_n sont les coefficients de Fourier de F [*voir* (5)], et où $T_n(x)$ est le polynome de Tchebychef de degré n. On a, d'une part :

$$\underset{[-1, -1+\alpha]}{\text{Max}} |f(x)| = \underset{[\pi - h, \pi]}{\text{Max}} |F(\theta)|,$$

avec $-1 + \alpha = \cos(\pi - h)$, c'est-à-dire $\alpha = 2\sin^2(h/2)$, et, d'autre part, E_n étant la $n^{\text{ième}}$ meilleure approximation de f on a $E_n \leqq \Sigma_n$. Il suffit alors d'appliquer le théorème III.

A partir du théorème III on peut aussi démontrer le théorème suivant :

THÉORÈME IV. — *Soit $f(x)$ une fonction continue sur $[-1, 1]$. S'il existe une constante $\rho > 0$ telle que*

$$e^{h^{-\rho}} \underset{x_0 \leqq x \leqq x_0 + h}{\text{Max}} |f(x)| < M < \infty \ (x_0 \in [-1, 1), \qquad h \leqq x_0 \leqq 1 - x_0, \ \varlimsup_{n=\infty} (n \log n)^{\frac{1}{\rho}} E_n^{\frac{1}{n}} < \infty$$

la fonction f est identiquement nulle.

Terminons par le théorème suivant :

THÉORÈME V. — *Soit $f(x)$ une fonction indéfiniment dérivable sur $[a, \infty)$ $(a \geqq 1)$, et soient p_n et q_n tels que $p_n > n$, $0 \leqq q_n \leqq n$ $(n \geqq 0)$. Si*

$$|f^{(n)}(x)\, x^{p_n} \log^{q_n} x| \leqq M_n,$$

et si la classe $C\{M_n/[(p_n/n) - 1]^{2n-q_n}\}$ est quasi analytique, f est identiquement nulle.

Ce théorème contient comme cas particulier le théorème II d'une Note précédente ([5]).

([1]) *Voir*, par exemple : *Séries de Fourier et classes quasi analytiques de fonctions*, Gauthier-Villars, Paris, 1935.

([2]) *Eine Neue Methode in der Analysis und deren Anwendungen*, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1953.

([3]) *Leçons sur les propriétés extrémales*, Gauthier-Villars, Paris, 1926.

([4]) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 1665.

([5]) *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2465. Je désire signaler que dans le corollaire qui suit le théorème II de la Note citée, il faut lire $k > 1$ (au lieu de $k > 0$) et, dans la ligne qui suit le corollaire, il faut lire $1 < \alpha < p_n/n < \beta < \infty$ (au lieu de $0 < \alpha < p_n/n < \beta < \infty$).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Remarques sur quelques équations fonctionnelles.* Note (*) de M. **Jean Anastassiadis**, présentée par M. Paul Montel.

1. H. P. Thielman [1], généralisant un résultat de A. Mayer [2], a démontré que la solution convexe ou décroissante de l'équation fonctionnelle

$$(1) \qquad \frac{1}{f(x+\omega)} = x^p f(x) \qquad (x > 0,\ \omega > 0,\ p > 0)$$

est la fonction

$$(2) \qquad F(x) = \left[\Gamma\left(\frac{x}{2\omega}\right) : \sqrt{2\omega}\,\Gamma\left(\frac{x+\omega}{2\omega}\right)\right]^p \qquad (x > k \geqq 0),$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma d'Euler.

La démonstration de Thielman repose sur l'identification de $F(x)$ avec la solution convexe ou décroissante de l'équation (1).

On dit [3] que l'ensemble linéaire D est *de différence* ω ($\omega > 0$) si, quand $x \in D$, ou bien $x + \omega \in D$, ou bien $x - \omega \in D$.

Une fonction réelle $g(x)$, définie dans l'ensemble D de différence ω, est dite *semi-croissante* ω (resp. *semi-décroissante* ω) dans D, si

$$g(x+\omega) \geqq g(x) \quad [\text{resp. } g(x+\omega) \leqq g(x)] \qquad (x,\ x+\omega \in D).$$

Une fonction réelle $g(x)$, définie dans l'intervalle $\mathcal{J} = [a, b]$, est dite *semi-convexe* ω (resp. *semi-concave* ω) dans $\mathcal{J}$, si

$$g(x+\omega) \leqq \frac{1}{2}[g(x) + g(x+2\omega)]$$

$$\left[\text{resp. } g(x+\omega) \geqq \frac{1}{2}[g(x) + g(x+2\omega)] \qquad (x,\ x+2\omega \in \mathcal{J})\right].$$

On peut alors démontrer le théorème suivant :

La solution semi-décroissante ω, *ou semi-convexe* ω, *de l'équation fonctionnelle* (1) *est la fonction* (2).

On tire, en effet, de (1)

$$(3) \qquad \begin{cases} f(x+(2n-1)\omega) = \left[\left(\dfrac{x+\omega}{2\omega}\right)_{n-1} : 2\omega\left(\dfrac{x}{2\omega}\right)_n\right]^p \dfrac{1}{f(x)}, \\ f(x+2n\omega) = \left[\left(\dfrac{x}{2\omega}\right)_n : \left(\dfrac{x+\omega}{2\omega}\right)_n\right]^p f(x), \end{cases}$$

où nous avons posé, pour abréger,

$$(a)_n = a(a+1)\ldots(a+n-1).$$

Si $f(x)$ est semi-décroissante ω, on a

$$f(x+(2n-1)\omega) \geqq f(x+2n\omega) \geqq f(x+(2n+1)\omega)$$

et, grâce à (3),

(4) $$f_n^2(x) \leqq f^2(x) \leqq f_n^2(x) \frac{x+2n\omega}{x+(2n-1)\omega},$$

où

$$f_n(x) = \left[\left(\frac{x+\omega}{2\omega}\right)_n : \left(\frac{x}{2\omega}\right)_n\right]^p \frac{1}{(2\omega)^{\frac{p}{2}}\left(\frac{x}{2\omega}+n\right)^{\frac{p}{2}}}$$

$$= \left[\frac{(n-1)!\,(n-1)^{\frac{x}{2\omega}}}{\left(\frac{x}{2\omega}\right)_n} : \frac{(n-1)!\,(n-1)^{\frac{x+\omega}{2\omega}}}{\left(\frac{x+\omega}{2\omega}\right)_n} \frac{1}{(2\omega)^{\frac{1}{2}}}\right]^p \left[\frac{n-1}{\frac{x}{2\omega}+n}\right]^{\frac{p}{2}}.$$

On tire de (4), comme on le voit aussitôt,

$$f(x) = \lim_{n \to \infty} f_n(x) = \mathrm{F}(x).$$

On parvient au même résultat en supposant que $f(x)$ soit semi-convexe ω et en utilisant la relation

$$f(x+2n\omega) \leqq \frac{1}{2}[f(x+(2n-1)\omega)+f(x+(2n+1)\omega)].$$

2. On peut généraliser un peu ce résultat en demandant la solution semi-décroissante ω, ou semi-convexe ω, de l'équation fonctionnelle

$$f(x+\omega) = \frac{1}{c[(x+\rho_1)\ldots(x+\rho_k)]^p} \frac{1}{f(x)} \qquad (x>0,\, p>0,\, c,\ \rho_1, \ldots, \rho_k>0).$$

On trouve, en opérant d'une façon pareille, que la solution cherchée est la fonction

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{c}} \mathrm{F}(x+\rho_1)\ldots \mathrm{F}(x+\rho_k),$$

où $\mathrm{F}(x)$ est la fonction (2).

Ainsi on trouve que la solution semi-décroissante $1/2$, ou semi-convexe $1/2$, de l'équation fonctionnelle

$$f\left(x+\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\pi\left(x+\frac{1}{2}\right)} \frac{1}{f(x)}$$

est la fonction

$$\Delta(x) = \frac{\Gamma\left(x+\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(x)}$$

introduite par Hisasue [4].

3. Nous allons demander maintenant la solution logarithmiquement convexe (c'est-à-dire la solution dont le logarithme est une fonction convexe) de l'équation fonctionnelle

$$f(x+\omega) = x^p f(x) \qquad [f(\omega)=1,\, f(x)>0 \text{ pour } x>0,\ \omega>0,\ p>0].$$

On en tire, en prenant $0 < x \leqq 1$,

$$f(x+n\omega) = \left[\omega^n \left(\frac{x}{\omega}\right)_n\right]^p f(x)$$

et, pour $x = \omega$,

$$f((n+1)\omega) = \omega^{np}(n!)^p.$$

De la convexité logarithmique de $f(x)$ on déduit, de

$$n-1 < n < n+x \leqq n+1,$$

la relation

$$\frac{\log f(n-1) - \log f(n)}{-1} \leqq \frac{\log f(n+x) - \log f(n)}{x} \leqq \frac{\log f(n+1) - \log f(n)}{1}$$

ou bien

$$f_n(x) \leqq f(x) \leqq f_n(x)\left(\frac{x+n\omega}{n\omega}\right)^p,$$

où

$$f_n(x) = \left[n^{\frac{x}{\omega}} n! : \left(\frac{x}{\omega}\right)_n\right]^p \omega^{p\left(\frac{x}{\omega}-1\right)}.$$

Donc

$$f(x) = \lim_{n \to \infty} f_n(x) = \left[\Gamma\left(\frac{x}{\omega}\right)\right]^p \omega^{p\left(\frac{x}{\omega}-1\right)}.$$

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) H. P. THIELMAN, *Bull. Amer. Math. Soc.*, 47, 1941, p. 118-120.

(2) A. MAYER, *Acta Mathem.*, 70, 1939, p. 57-62.

(3) J. ANASTASSIADIS, *Bull. Sc. math.*, 2e série, 76, 1952, p. 148-160.

(4) H. K. HISASUE, *Proc. Physico-Mathem. Soc. Japan*, 3e série, 9, 1927, p. 145-151.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Supports des fonctionnelles analytiques.* Note (*) de M. **André Martineau**, présentée par M. Paul Montel.

On établit une relation entre les supports des fonctionnelles analytiques, et la croissance de leurs transformées de Fourier-Borel; corollaire : si D est un « opérateur différentiel » d'ordre infini à coefficients constants, et f une fonction analytique au voisinage d'un compact convexe de R^n, alors il existe g analytique au voisinage de ce compact telle que $Dg = f$.

1. Notations et définitions. — Si V est une variété analytique complexe, H(V) désigne l'espace vectoriel topologique des fonctions holomorphes sur V, muni de la topologie de la convergence uniforme sur tout compact. $\mathcal{H}(V)$ désigne le dual topologique fort ([1]) de cet espace. Un élément de $\mathcal{H}(V)$ est dit *fonctionnelle analytique définie sur* V. Si K est un compact dans V, on désigne par H(K) l'espace limite inductive des espaces H(W) où W parcourt l'ensemble des voisinages ouverts de K dans V. Une fonctionnelle analytique ψ sur V est dite *portée par* K si elle est continue pour la topologie induite par H(K) sur H(V); quand W est un ouvert de V, elle est dite portée par W si elle est portée par un compact de W. On dit qu'un compact est un *support* (*resp. support-holomorphiquement-convexe*, *support-convexe*, etc.) *de* ψ s'il est minimal pour la relation d'ordre de l'inclusion dans la famille des compacts (resp. des compacts holomorphiquement convexes, compacts convexes, etc.) qui portent ψ. Soit W une sous-variété plongée dans V telle que toute fonction holomorphe sur W soit la restriction à W d'une fonction holomorphe sur V. Alors $\mathcal{H}(W)$ s'identifie algébriquement et topologiquement à un sous-espace de $\mathcal{H}(V)$. Les éléments de ce sous-espace sont les fonctionnelles analytiques sur V *strictement portées par* W.

2. Transformation de Fourier-Borel. — E désigne un espace vectoriel complexe à n dimensions, E^* désigne son dual; si $z \in E$, $u \in E^*$, $\langle z, u \rangle$ est la valeur de u sur z. Si $|u|$ dénote une norme dans E^*, nous dirons qu'une fonction $F(u)$ est de type exponentiel, s'il existe $A > 0$ tel que

$$\sup_{u \in E^*} |F(u) \exp(-A|u|)| < +\infty,$$

$\operatorname{Exp}(E^*)$ sera l'espace de toutes ces fonctions. Il est muni d'une topologie naturelle. Si ψ est une fonctionnelle analytique sur E, on désigne par $\mathcal{F}\psi(u)$ la fonction entière de type exponentiel définie sur E^* par

$$\mathcal{F}\psi(u) = \psi(\exp\langle z, u \rangle).$$

L'application $\psi \to \mathcal{F}\psi$ établit un isomorphisme topologique entre l'algèbre de convolution $\mathcal{H}(E)$ et l'algèbre multiplicative $\operatorname{Exp}(E^*)$ ([2]).

3. Propriétés générales des supports. — Maintenant V est une variété de Stein ([3]).

Proposition 1. — *Si* ψ *est portée par* K_1 *et par* K_2, K_1 *et* K_2 *holomorphiquement convexes et si* $K_1 \cup K_2$ *est* H(V)*-convexe* ([3]), *alors* ψ *est portée par* $K_1 \cap K_2$. En particulier $K_1 \cap K_2 \neq 0$ si $\psi \neq 0$. Les hypothèses sont remplies si $V = C^n$, K_1 compact réel, $(K_1 \subset R^n \subset C^n)$, K_2 compact réel.

Corollaire. — *Si* ψ *est portée par un compact réel de* C^n, *il existe un plus petit support-réel.*

Proposition 2. — *Si* K *est* H(V)*-convexe, si* W *est une sous-variété régulière de* V, *et si* ψ *est une fonctionnelle analytique strictement portée par* W, *portée par* K, *alors* ψ *est portée par* $W \cap K$, *dans* V *et dans* W. En particulier un support H(V)-convexe de ψ est contenu dans W. Néanmoins si $V = E$, W, une sous-variété linéaire de E, lorsque ψ est strictement portée par W, tout support-convexe de ψ est inclus dans W.

Proposition 3. — *Soit* F *un sous-espace vectoriel de* E. *Pour que* ψ *soit strictement portée par* F, *il faut et il suffit que* $\mathcal{F}\psi$ *soit constante sur les classes modulo* F^0 *dans* E^* (F^0 est le polaire de F dans E^*). On désigne par ρ une norme dans E, par ρ^* la norme duale dans E^*. L'ensemble des $z \in E$ tels que $\rho(z) \leq r$ est la ρ-boule de rayon r.

Proposition 4. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que la* ρ*-boule de rayon* α *soit un support-convexe-cerclé de* ψ *est que, quel que soit* ε, *il existe* $K(\varepsilon)$ *avec* $|\mathcal{F}\psi(u)| \leq K(\varepsilon). \exp((\alpha + \varepsilon)\rho^*(u))$ [α est dit le ρ^*-type de $\mathcal{F}\psi(u)$]. Posant $\Phi_\Delta(\zeta) = \mathcal{F}\psi(\zeta.\Delta)$ [$\zeta \in C$, $\Delta \in E^*$, $\rho^*(\Delta) = 1$)], on désigne par $\alpha(\Delta)$ le type exponentiel de la fonction $\Phi_\Delta(\zeta)$.

Proposition 5. — *On a* $\sup_\Delta \alpha(\Delta) = \alpha$, α *étant le nombre défini dans la proposition* 4. Pour démontrer les propositions 4 et 5, utilisant les propositions 2 et 3, on se ramène au cas d'un polycylindre d'un espace C^N où N est plus grand que n. La difficulté de la proposition 5 se concentre alors dans le

Lemme. — *Soit* L *une courbe de Jordan rectifiable du plan complexe. Quel que soit* $\sigma > 0$, *il existe un nombre* $k(\sigma, L) > 0$ *tel que, pour tout polynome* P_n *de degré n et de module maximal égal à* 1 *sur la courbe, l'ensemble des points de la courbe où* $P_n > \exp(-\sigma.n)$ *a une mesure supérieure à* $k(\sigma, L)$.

4. Applications de la proposition 5. — *Pour que* F *soit de type exponentiel* 0, *il suffit que chaque* Φ_Δ *le soit.* On sait que ([4]), pour une variable, si $\Phi_1(\zeta)$ est de type exponentiel α_1 $\Phi_2(\zeta)$ de type esponentiel 0, le type exponentiel de leur produit est α_1. Ce résultat vaut pour *tout* ρ*-type avec un nombre quelconque de variables.* On dit que $\psi\star$ est un opérateur différentiel si ψ est portée par l'origine. Ceci équivaut à : $\mathcal{F}\psi(u)$ est de type exponentiel 0. On a : *si* Ω *est un ouvert de* E, *réunion d'une suite croissante de translatées de* ρ*-boules* (ρ varie), $f \to \psi\star f$ *est un homomorphisme vectoriel topologique de* $H(\Omega)$ *sur* $H(\Omega)$; *le noyau de cet homomorphisme est l'adhérence des exponentielles-polynomes qu'il contient.*

5. Fonctionnelles analytiques a support réel. — Après une transformation pseudo-conforme, une application du corollaire de la proposition 1 donne :

Proposition 6. — *Si ψ, définie sur* C^n, *est portée par une suite décroissante de bandes d'intersection* R^n, *alors ψ a un support réel.* Grâce à la proposition 1, une application répétée de la proposition 5 permet de montrer :

Proposition 7. — *Si $\psi_1 = \psi_0 \star \psi$ est une fonctionnelle analytique à support réel, et si ψ_0 est à support réel ponctuel, alors ψ a un support réel et le support convexe de ψ_1 est la somme du support convexe de ψ_0 et du support convexe de ψ.*

Les conséquences sont analogues à celles de la proposition 5.

6. Le contenu analytique de la proposition 5 s'étend aux fonctions d'ordre fini.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) J. Dieudonné et L. Schwartz, *Ann. Inst. Fourier*, 1, 1949, p. 61-101.

(2) B. Malgrange, *Ann. Inst. Fourier*, 6, 1955-1956, p. 271-355.

(3) *Séminaire H. Cartan*, 4e année, 1951-1952, exposés 8 et 9.

(4) R. P. Boas, *Entire Functions*, New-York, Academic Press Inc., 1954.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les restes successifs des séries de Taylor* (1). Note (*) de M. **Michel Pommiez**, présentée par M. Paul Montel.

Étude des zéros et de l'univalence des fonctions $f_n(z) = \sum_{p=0}^{\infty} a_{n+p} z^p$ associées à une fonction quelconque $f(z) = f_0(z)$, supposée holomorphe pour $|z| < 1$. Cas des fonctions entières d'ordre positif.

1. Cas des fonctions $f(z)$ holomorphes pour $|z| < 1$. — 1° Soit α tel que $|\alpha| < 1$, et (z_n) $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ une suite telle que $|z_n - \alpha| \leqq r$, avec $|\alpha| + r < 1$. On a

$$f_n(z_n) = \frac{1}{2\pi i}\int_{C\left(\frac{1}{R}\right)} \Phi(u)\,\frac{u^n}{1 - u z_n}\,du, \qquad \text{avec} \quad \Phi(u) = \frac{1}{u} f\left(\frac{1}{u}\right) \qquad \text{et} \qquad |\alpha| + r < R < 1.$$

Posons

$$u^n \frac{1 - u\alpha}{1 - u z_n} = g_n(u) = u^n[1 + h_n(u)].$$

$h_n(u)$ admet pour fonction majorante $h(u) = ur/[1 - u(r + |\alpha|)]$. Si s est tel que $h(s) < 1$, la suite $g_n(u)$ de fonctions holomorphes pour $|u| \leqq s$ est une base pour l'espace des fonctions holomorphes pour $|u| \leqq s$ (2). On en déduit, si $r < (1/2)(1 - |\alpha|)$ et si $2r + |\alpha| < R < 1$, que pour tout z tel que $|z| < R$, il existe une suite $P_n(z)$ telle que

$$\frac{1}{1 - uz} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(z)\,\frac{u^n}{1 - u z_n},$$

la convergence étant uniforme pour $|u| \leqq 1/R$. En remplaçant $1/(1 - uz)$ par le développement en série précédent dans l'égalité

$$f(z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{C\left(\frac{1}{R}\right)} \Phi(u)\,\frac{du}{1 - uz},$$

on obtient

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(z) f_n(z_n).$$

D'où le

Théorème. — *Si* $|z_n - \alpha| \leqq r < (1/2).(1 - |\alpha|)$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ *toute fonction* $f(z)$ *holomorphe pour* $|z| < 1$ *est développable en une série* $\sum_{n=0}^{\infty} P_n(z) f_n(z_n)$.

Les $P_n(z)$, qui ne dépendent que de la suite (z_n) sont les polynomes de degré n introduits dans ma Note précédente (1) comme on le voit en appliquant le théorème précédent à $f(z) = z^n$.

CONSÉQUENCE. — *Si* $f_n(z_n) = 0$ *pour tout* $n = 0, 1, 2, \ldots,$ *avec* $|z_n - \alpha| \leqq r < (1/2)(1 - |\alpha|)$, $f(z)$ *est identiquement nulle.*

Si l'on suppose seulement que $\overline{\lim}_{n \to +\infty} |z_n - \alpha| < (1/2)(1 - |\alpha|)$, on voit de suite que si $f_n(z_n) = 0$ pour tout n, $f(z)$ est identiquement nulle. Cela généralise un résultat déjà obtenu [1]. On peut définir pour chaque α *la constante* $C(\alpha)$, *borne supérieure des nombres* r *tels que* $|z_n - \alpha| \leqq r$ *et* $f_n(z_n) = 0$ *pour tout* n, *entraînent* $f(z) \equiv 0$. On a montré que

$$C(\alpha) \geqq \frac{1}{2}(1 - |\alpha|).$$

On sait [1] que $0{,}5 \leqq C(0) < 0{,}5881$, ce qui montre que $C(\alpha) < 1 - |\alpha|$, au moins quand $|\alpha|$ est assez petit.

2° *Univalence des* $f_n(z)$. — Soient deux suites (α_n) et (β_n) $(n = 1, 2, \ldots)$ telles que $|\alpha_n| \leqq r < 1$ et $|\beta_n| \leqq r$. On a

$$\frac{f_{n-1}(\alpha_n) - f_{n-1}(\beta_n)}{\alpha_n - \beta_n} = \frac{1}{2\pi i}\int_{C\left(\frac{1}{R}\right)} \Phi(u)\frac{u^n}{(1 - u\alpha_n)(1 - u\beta_n)}du, \qquad \text{où } R > r.$$

Posons $u^n/[(1 - u\alpha_n)(1 - u\beta_n)] = u^n[1 + h_n(u)]$. $h_n(u)$ admet pour fonction majorante $h(u) = (2ur - u^2r^2)/(1 - ur)^2$. On démontre, comme au paragraphe 1 (1°) que si $r < 1 - (1/\sqrt{2})$, il existe une suite $c_n(z)$ telle que

$$f(z) = f(0) + \sum_{n=1}^{\infty} c_n(z)\frac{f_{n-1}(\alpha_n) - f_{n-1}(\beta_n)}{\alpha_n - \beta_n}.$$

En remplaçant $f(z)$ par z^n, on voit encore que $c_n(z)$ est un polynome de degré n.

On en déduit que si toutes les $f_n(z)$, à partir d'un certain rang sont non univalentes dans le cercle $|z| \leqq r < 1 - (1/\sqrt{2})$, $f(z)$ se réduit à un polynome. D'où le :

THÉORÈME. — *Si* $f(z)$ *holomorphe pour* $|z| < 1$, *n'est pas un polynome, une infinité de* $f_n(z)$ *sont univalentes.*

Si l'on suppose plus particulièrement que $\limsup_{n \to +\infty} |a_{n+1}/a_n| = 1$, *toutes les* $f_n(z)$ *sont univalentes, à partir d'un certain rang, dans tout cercle* $|z| \leqq r < 1 - (1/\sqrt{2})$. En effet, à partir d'un certain rang $N(\varepsilon)$, indépendant de z_1 et z_2, on a

$$|f_n(z_1) - f_n(z_2)| \geqq |z_1 - z_2| \cdot |a_{n+1}| \cdot \left[2 - \frac{1}{(1 - (1 + \varepsilon)r)^2}\right].$$

DÉFINITION. — *Soit* U *la borne supérieure des nombres* r *tels que dans le cercle* $|z| \leqq r$, *une infinité de* $f_n(z)$ *soient univalentes, pour toute fonction* $f(z)$ *non réduite à un polynome.*

On a d'abord $1 - (1/\sqrt{2}) \leqq U$. Pour trouver un majorant de U, considérons les fonctions $f(z)$ telles que $f_1(z) \equiv f(ze^{i\varphi})$ [1]. Si $f(z)$ est non

univalente pour $|z| \leq r$, les $f_n(z)$ le seront aussi. Pour $\varphi = \pi$ on trouve $f(z) = (1+z)/(1+z^2)$ qui est non univalente pour $|z| \leq (\sqrt{2}-1)+\varepsilon$ si petit que soit $\varepsilon > 0$. On a donc : $1-(1/\sqrt{2}) \leq U \leq \sqrt{2}-1$.

2. Cas des fonctions entières d'ordre fini. — Les $f_n(z)$ sont des fonctions entières de même ordre ρ que $f(z)$. Si ρ n'est pas entier, il est évident que chaque $f_n(z)$ possède une infinité de zéros. Supposons que ρ soit un entier positif. Si $f(z)$ et $f_n(z)$ étaient toutes deux dépourvues de zéros, on aurait l'identité : $e^{P(z)} \equiv (a_0 + a_1 z + \ldots + a_{n-1} z^{n-1}) + z^n e^{Q(z)}$, $P(z)$ et $Q(z)$ étant deux polynomes de degré ρ. En dérivant n fois les deux membres, ou en utilisant un théorème connu de Borel (³), on voit qu'une telle identité est impossible. Par suite :

Toutes les $f_n(z)$, sauf au plus une, possèdent au moins un zéro.

On montre de la même manière qu'*il existe au plus un nombre fini de $f_n(z)$, ne possédant qu'un nombre fini de zéros; leurs rangs sont alors consécutifs.*

Plus généralement, *il est impossible que f ne prenne pas une valeur finie quelconque a et f_n une valeur finie b.*

Enfin, toujours de la même manière, on montre qu'*il est impossible que f ne prenne qu'un nombre fini de fois une valeur finie quelconque a et f_n un nombre fini de fois une valeur finie $b \neq 0$.*

D'autres résultats, établissant des relations entre les zéros de $f_n(z)$ et la croissance de $f(z)$ seront donnés dans une prochaine publication.

(*) Séance du 4 avril 1960.
(¹) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1168.
(²) R. P. Boas, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 48, 1940, p. 467-487.
(³) *Cf.* Valiron, *Mém. Sc. Math.*, fasc. II, 1925, p. 45.

ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES. — *Une axiomatique du problème de Dirichlet pour certaines équations aux dérivées partielles elliptiques et paraboliques.* Note (*) de M. **Heinz Bauer**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On esquissera une axiomatique du problème de Dirichlet généralisant celle de M. Brelot [1] et celle de J. L. Doob [2], donc applicable aux équations aux dérivées partielles $\Delta u = 0$ et $\Delta u = u_t$ par exemple. Les hypothèses seront analogues à celles de Brelot et plus simples que celles de Doob.

1. *Les axiomes.* — Soit X un espace *localement compact* et $\mathfrak{U}$ le système des parties ouvertes non vides de X. Soit $U \to \mathcal{H}_U$ une application qui associe à tout $U \in \mathfrak{U}$ un sous-espace *vectoriel* $\mathcal{H}_U$ de l'espace $\mathcal{C}(U)$ des fonctions réelles continues dans U. On appellera *fonctions principales* dans U les éléments de $\mathcal{H}_U$. On supposera que $U \to \mathcal{H}_U$ vérifie les axiomes suivants :

Axiome I. — *$\mathcal{H}_U$ sépare les points de* U *et contient les fonctions constantes.*

Axiome II. — *Si* $U_1 \subset U_2$, *alors la restriction d'une* $h \in \mathcal{H}_{U_2}$ *à* U_1 *appartient à* $\mathcal{H}_{U_1}$.

Axiome III. — *Une* $h \in \mathcal{C}(U)$ *appartient à* $\mathcal{H}_U$ *si tout* $x \in U$ *possède un voisinage ouvert* $V \subset U$ *tel que la restriction de h à* V *appartienne à* $\mathcal{H}_V$.

Définition. — Appelons *régulier* tout $U \in \mathfrak{U}$ relativement compact tel que l'espace $\mathcal{H}_{\overline{U}}$ des fonctions de $\mathcal{C}(\overline{U})$ dont la restriction à U est principale possède les propriétés suivantes : Toute $h \in \mathcal{H}_{\overline{U}}$ atteint son minimum en un point de la frontière U^*. Toute $\varphi \in \mathcal{C}(U^*)$ peut être prolongée en une fonction $H_\varphi \in \mathcal{H}_{\overline{U}}$ (nécessairement unique).

Axiome IV. — *Tout* $x \in X$ *possède un système fondamental de voisinages réguliers.*

Pour tout ouvert régulier U et tout $x \in U$, il existe une seule mesure $\mu_U^x \geq 0$ sur U^* (la *mesure principale*) telle que $H_\varphi(x) = \int \varphi \, d\mu_U^x$ pour toute $\varphi \in \mathcal{C}(U^*)$. On a $\int d\mu_U^x = 1$.

2. *Fonctions hyperprincipales.* — On définit l'ensemble $\mathcal{H}_U^*$ des fonctions hyperprincipales dans $U \in \mathfrak{U}$ comme dans [1].

Théorème 1. — *Soit* Y *un espace compact contenant* X *comme sous-espace partout dense. Alors la frontière* U^* *dans* Y *d'un* $U \in \mathfrak{U}$ *n'est jamais vide. Toute fonction numérique u, semi-continue inférieurement dans* $U \cup U^*$, *et hyperprincipale dans* U *atteint son minimum global en un point de* U^*.

Corollaire. — *L'espace* X *n'est pas compact.*

En généralisant légèrement ce théorème, on prouve le *caractère local* des fonctions hyperprincipales : l'application $U \to \mathcal{H}_U^*$ vérifie les axiomes I, II, III. Autres propriétés : $\mathcal{H}_U^*$ est un cône convexe semi-réticulé inférieurement. La limite d'un ordonné filtrant croissant $\mathcal{F} \subset \mathcal{H}_U^*$ appartient

à $\mathcal{H}_U^*$. Si l'on remplace une $u \in \mathcal{H}_U^*$ dans un ouvert régulier $V \subset \overline{V} \subset U$ par $x \to \int^* u \, d\mu_V^x$, on obtient une fonction $u_V \in \mathcal{H}_U^*$.

3. *Axiomes de convergence.* — Nous complétons nos axiomes par un des axiomes suivants dont le deuxième entraîne le premier :

AXIOME K_1. — *La limite de tout ordonné filtrant croissant dans* $\mathcal{H}_U$, *uniformément borné supérieurement est principale dans* U.

AXIOME K_2. — *La limite de tout ordonné filtrant dans* $\mathcal{H}_U$ *est principale dans* U *pourvu qu'elle soit partout finie.*

Formes équivalentes de K_1 et K_2 (sous l'hypothèse de I à IV) :

(K'_1) *Pour tout ouvert régulier* V *et toute fonction bornée* f *sur* V^*, *la fonction* $x \to \int^* f \, d\mu_V^x$ *est principale dans* V.

(K'_2) *Pour tout ouvert régulier* V *et toute fonction numérique* f *sur* V^*, μ_V^x- *intégrable quel que soit* $x \in V$, *la fonction* $x \to \int f d\mu_V^x$ *est principale dans* V.

Lorsque X est à base dénombrable, chacun des axiomes (K_i) équivaut à l'énoncé correspondant pour les suites monotones.

4. *Enveloppes de fonctions hyperprincipales.* — On utilisera ici la notion de M. Brelot ([1]) d'un ensemble *saturé* de fonctions hyperprincipales.

THÉORÈME 2. — *L'enveloppe inférieure* u_0 *d'un ensemble saturé* $\mathcal{S} \subset \mathcal{H}_U^*$ *est principale dans chacun des deux cas suivants :*

(*a*) *On suppose l'axiome* K_1. *Toute* $u \in \mathcal{S}$ *est localement bornée;* $\mathcal{S}$ *est uniformément borné inférieurement sur tout sous-compact de* U.

(*b*) *On suppose l'axiome* K_2. *La fonction* u_0 *et toute* $u \in \mathcal{S}$ *est finie.*

COROLLAIRE. — *Sous l'hypothèse de* K_1, *l'ensemble des différences de deux fonctions* ≥ 0 *de* $\mathcal{H}_U$ *est un espace de Riesz complètement réticulé pour son ordre naturel.*

Autres conséquences : Existence d'une meilleure minorante principale pour certaines fonctions hyperprincipales.

5. *Le problème de Dirichlet.* — Nous nous contentons de traiter le cas d'un $\Omega \in \mathcal{U}$ *relativement compact.* Nous reviendrons à des généralisations dans le développement de cette Note. Dans ce qui suit, on supposera l'axiome K_1.

Pour toute fonction numérique f sur Ω^*, soit $\overline{H}_f$ l'enveloppe inférieure des $u \in \mathcal{H}_\Omega^*$ telles que $\liminf u(x) \geq f(x_0)$ et $> -\infty$ (pour $x \to x_0$, $x \in \Omega$) quel que soit $x_0 \in \Omega^*$. Si l'on définit $\underline{H}_f = -\overline{H}_{-f}$, on a $\underline{H}_f \leq \overline{H}_f$. Appelons *résolutive* toute f telle que $\underline{H}_f = \overline{H}_f \in \mathcal{H}_\Omega$. On posera alors $H_f = \underline{H}_f = \overline{H}_f$.

THÉORÈME 3. — *Les fonctions* $\varphi \in \mathcal{C}(\Omega^*)$ *sont résolutives.*

Pour tout $x \in \Omega$, il existe donc une seule mesure $\mu_\Omega^x \geq 0$ sur Ω^* telle que $H_\varphi(x) = \int \varphi \, d\mu_\Omega^x$ quelle que soit $\varphi \in \mathcal{C}(\Omega^*)$. Pour un Ω régulier, μ_Ω^x est la mesure principale.

THÉORÈME 4. — *Supposons* Ω *régulier ou* Ω^* *métrisable. Pour qu'une fonction bornée* f *sur* Ω^* *soit résolutive, il faut et il suffit que* f *soit* μ_{Ω}^{x} *-intégrable quel que soit* $x \in \Omega$. *On a alors* $H_f(x) = \int f\, d\mu_{\Omega}^{x}\, (x \in \Omega)$.

Sous l'hypothèse de K_2, on a le même énoncé pour toute fonction f sur Ω^*.

On introduit les points *réguliers* de Ω^* comme dans le cas classique.

THÉORÈME 5. — *Toute fonction* $u \in \mathcal{C}(\overline{\Omega})$ *hyperprincipale dans* Ω *atteint son minimum global en un point régulier de* Ω^*.

Remarque. — Si l'on suppose u seulement semi-continue et bornée inférieurement, ce théorème n'est plus valable.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) *Séminaire de théorie du potentiel*, 1re *et* 2e *année*, Institut H. Poincaré, Paris, 1958-1959.

(2) *Proc. third Berkeley Symp. on Math. Stat. and Prob.*, 1954-1955, p. 49-80.

THÉORIE DES GRAPHES. — *Sur les problèmes linéaires de flot dans un réseau.* Note (*) de M. GASTON MATTHYS, transmise par M. Maurice Fréchet.

On considère un réseau de transport R, une chaîne H joignant l'entrée à la sortie, un arbre A contenant H et constituant un graphe partiel de R, la base de cycles obtenue en introduisant séparément les arcs $u \notin A$ et en orientant chacun des cycles dans le sens de son arc de fermeture. [Pour la terminologie, *cf.* [1].]

THÉORÈME. — *Tout chemin simple* H' *joignant l'entrée à la sortie s'obtient en ajoutant à* H *la somme des cycles dont il emprunte l'arc de fermeture.*

Pour $H' = H$ l'énoncé est trivial. Pour $H' \neq H$, $H' - H$ est un cycle, donc une combinaison linéaire des cycles de la base. Par construction, tout arc de fermeture appartient à un seul cycle de la base et aucun d'eux n'appartient à H. Si un tel arc appartient à H', donc à $H' - H$, le coefficient correspondant dans la combinaison linéaire est nécessairement égal à $+1$. Dans le cas contraire, il est nécessairement nul.

COROLLAIRE 1. — *Tout flot* φ *s'obtient par combinaison linéaire de* H *et des cycles de la base, les coefficients étant respectivement égaux à sa valeur* v *et aux flots* φ_u *sur les arcs de fermeture.*

Ce résultat est immédiat en décomposant φ suivant des chemins simples joignant l'entrée à la sortie.

COROLLAIRE 2. — *La condition nécessaire et suffisante pour qu'une combinaison linéaire de* H *et des cycles de la base engendre un flot est que :*

a. les coefficients soient des entiers non négatifs;

b. les valeurs obtenues pour les arcs de l'arbre A *soient non négatives.*

La nécessité découle du corollaire 1.

La condition est suffisante : En effet, les valeurs φ_u obtenues par une telle combinaison linéaire sont : non négatives; entières, par hypothèse pour les arcs de fermeture, par construction pour les arcs de l'arbre. D'autre part, en tout sommet différent de l'entrée et de la sortie, la combinaison linéaire respecte l'équilibre entre flots entrants et flots sortants. Enfin, à la sortie le déséquilibre est égal au coefficient entier non négatif de H. Les valeurs φ_u constituent donc un flot.

Remarque. — La construction des φ_u pour les arcs de l'arbre A peut encore être effectuée de proche en proche en partant des sommets pendants de A. Pour un tel sommet, le flot sur l'arc unique de A est en effet complètement déterminé par la condition d'équilibre entre flots entrants et flots sortants. Il suffit alors de faire abstraction des arcs u dont on vient de calculer φ_u pour obtenir d'autres sommets pendants pour lesquels on recommencera l'opération.

APPLICATION. — On considère un problème de flot soumis à des contraintes linéaires et rendant extrémale une fonctionnelle linéaire.

Le réseau R a m arcs et $n + 1$ sommets. Le nombre des contraintes est k.

Désignons par :

M, la matrice $(m \times k)$ des coefficients des contraintes;

S, le vecteur $(1 \times k)$ second membre des contraintes;

B, la matrice $[(m - n) \times n]$ des cycles C d'une base associée à un arbre A;

B_A, la sous-matrice $[(m - n) \times n]$ de B relative aux arcs de A;

H, le vecteur $(1 \times m)$ représentant la chaîne de A joignant l'entrée à la sortie;

H_A, le sous-vecteur $(1 \times n)$ de H relatif aux arcs de A;

D, le vecteur $(m \times 1)$ de la fonctionnelle du problème.

Il résulte des corollaires 1 et 2 que :

1° Toute solution du programme linéaire

φ_C entier $\geqq 0$, $\quad \nu$ entier $\geqq 0$ $\quad [\varphi_C$ vecteur $[(m - n) \times 1]$; ν scalaire],

$\varphi_C\, BM + \nu HM \leqq S$ $\quad$ (ou $\geqq S$ suivant le sens adopté pour les contraintes),

$\varphi_C\, B_A + \nu H_A \geqq 0$,

Extremum de $(\varphi_C BD + \nu HD)$

engendre, par combinaison linéaire, des cycles C avec les coefficients φ_C et de la chaîne H avec le coefficient ν, un flot solution du problème initialement posé.

2° Réciproquement, une solution du problème de flot est solution de l'ensemble des programmes linéaires relatifs aux divers arbres A de R.

Ces considérations seront appliquées dans une publication ultérieure.

(*) Séance du 22 février 1960.

(1) C. Berge, *Théorie des graphes et ses applications*, Dunod, Paris, 1958.

HYDRAULIQUE. — *Étude de l'effet d'échelle sur la cavitation dans les turbomachines hydrauliques.* Note (*) de M. **Jean Beaufrère**, transmise par M. Léopold Escande.

Cette étude a pour but de déterminer la meilleure similitude à utiliser pour les essais de cavitation des turbomachines hydrauliques sur modèle réduit, et d'évaluer les effets d'échelle qui risquent de subsister. Pour des machines à axe horizontal, il a été trouvé que la similitude de Froude utilisée sur un modèle réduit à une échelle suffisante, introduit un effet d'échelle très faible, qui est d'ailleurs dans le sens de la sécurité.

Les constructeurs prennent des marges de sécurité assez larges contre les dangers de cavitation, car l'apparition et le développement de ce phénomène sont mal connus et ont de graves effets sur la machine. Il s'agit de réduire ces marges de sécurité, en plaçant le point de fonctionnement de la turbine très près du seuil de cavitation d'après l'étude sur modèle réduit; il faut pour cela disposer de lois de similitude corrigées de l'effet d'échelle, cet effet d'échelle étant minimal.

La cavitation est un phénomène thermodynamique composé d'ébullition gazeuse et de vaporisation, à partir de « germes » contenus dans l'eau. Ces germes sont des petites particules solides ou organiques qui contiennent des noyaux d'air : la cavitation apparaît quand ces noyaux ont suffisamment grossi par ébullition gazeuse et vaporisation pour devenir visibles. La pression nécessaire à ce grossissement est la pression critique du seuil de cavitation, et elle ne dépend que des paramètres thermodynamiques et hydrodynamiques du milieu quand les noyaux sont suffisamment nombreux et gros. Nous appelons « eau normale » un tel milieu, et nous supposons que les eaux utilisées sur modèle et prototype sont normales, donc qu'il n'y a ni surchauffe, ni saturation par manque de germes. Sur les pales de turbines, la cavitation apparaît aussi sous forme de décollements, de cavités périodiques et de vortex. Nous étudions l'influence de la similitude sur chacun de ces phénomènes, pour en déduire l'effet d'échelle résultant.

L'état de l'écoulement dans une turbomachine est caractérisé par le coefficient classique de Thoma :

$$\sigma_{\rm T} = \frac{p_s - p_v}{h},$$

p_s, pression statique au point considéré;
p_v, pression de vapeur;
h, chute d'essai.

Avec ce coefficient, on compare en un point de la turbine, la pression calculée à partir de la pression statique à l'aval, à la pression critique supposée égale à la tension de vapeur. En réalité, la cavitation doit être

caractérisée par le coefficient

$$\sigma = \frac{p - p_{cr}}{h}$$

p, pression absolue au point considéré;
p_{cr}, pression critique au point considéré.

Le seuil de cavitation est déterminé par $\sigma = 0$.

Effet d'échelle sur le seuil de cavitation. — La pression absolue en un point de l'extrados d'une pale s'écrit, en appliquant le théorème de Bernoulli et en utilisant le triangle des vitesses à la sortie de la roue

$$p = p_{av} - z + (1 - \eta_d)\frac{V_0^2}{2g} + \frac{u^2 - W_2^2}{2g} - \frac{u C_{2u}}{g} + \xi,$$

p_{av}, pression statique sur l'axe à l'aval du diffuseur (machine à axe horizontal;
z, cote aval du point étudié prise par rapport à l'axe;
η_d, rendement du diffuseur;
V_0, vitesse à l'entrée du diffuseur;
u, vitesse d'entraînement de la roue;
W_2, vitesse relative;
C_{2u}, composante de la vitesse absolue à la sortie de la roue sur la vitesse d'entraînement;
ξ, pertes de charge.

Les termes qui risquent de subir un effet d'échelle sont

$$\frac{z}{h}; \quad \eta_d\frac{V_0^2}{2gh}; \quad \frac{W_2^2}{2gh}; \quad \frac{C_{2u}}{gh} \quad \text{et} \quad \frac{\xi}{h}.$$

Pourvu que la turbulence soit assez grande sur le modèle réduit, seul le terme z/h subit un effet d'échelle. Pour que, dans une machine à axe horizontal, la répartition de la cavitation soit semblable sur le modèle et sur le prototype, il faut opérer en similitude de Froude, pour conserver constant le terme z/h. Pour toute autre similitude, il y aura distorsion : pour les fortes chutes d'essai, la cavitation sera également répartie tout autour de la roue, alors que pour les faibles chutes, elle sera localisée dans la partie supérieure.

A ces termes, il faut ajouter, pour obtenir la pression absolue réelle, les termes traduisant les fluctuations locales de pression, dues à la couche limite, à la turbulence et à la formation de petits vortex. Ces termes ne subissent pas d'effet d'échelle, pourvu que le nombre de Reynolds ait, sur le modèle réduit, une valeur suffisante.

Nous supposons que les eaux qui alimentent le modèle réduit et le prototype ont des caractéristiques identiques; l'effet d'échelle sur la pression critique dépendra du temps de passage des noyaux dans la zone de basse pression, donc de la vitesse du courant, de la forme de cette zone et de la valeur de la dépression maximale. Il est très délicat de chiffrer

cet effet d'échelle et nous ne pouvons donner qu'un sens de variation : en un point de fonctionnement donné, plus la chute d'essai est faible, plus la cavitation est développée car la zone de formation des cavités est relativement trop grande, et plus elle est gazeuse, car le temps est relativement trop long.

L'effet d'échelle global sur le seuil de cavitation peut être mis en évidence sur le σ_T classique de Thoma : l'étude précédente montre que, en remplaçant la pression absolue par la pression statique et la pression critique par la pression de vapeur dans le coefficient caractérisant l'état de cavitation, le σ_{T_a} d'apparition du seuil décroît quand la chute croît. D'autre part, le $\sigma_{T_{cr}}$ critique correspond à une chute de rendement de 1 % croît avec la chute d'essai. En effet, la cavitation apparaît d'autant plus facilement que la chute d'essai est plus faible, mais elle se répartit d'autant plus vite autour de la roue que la chute d'essai est plus élevée.

S'il est difficile de pouvoir formuler des résultats numériques sous forme de loi générale d'effet d'échelle, l'étude précédente permet cependant de déterminer la meilleure similitude à utiliser pour les essais des machines à axe horizontal : c'est la similitude de Froude. Elle permet, d'autre part, de prévoir le sens de variation de l'effet d'échelle quand on opère avec une chute d'essai différente de celle de la similitude de Froude. Elle montre enfin l'importance que joue l'ébullition gazeuse dans la formation et le développement de la cavitation.

(*) Séance du 4 avril 1960.

ASTRONOMIE. — *Sur le nouveau régime de la rotation de la Terre, établi en juillet* 1959. Note de M. **Évry Schatzman**, transmise par M. André Danjon.

On montre que la capture de protons par le champ magnétique terrestre est probablement capable de rendre compte de l'événement de juillet 1959.

1. Nous considérons ici uniquement le problème d'un changement de vitesse de rotation de la Terre $(\Delta T/T) = 10^{-8}$ (A. Danjon, 1960).

Nous devons envisager cet effet uniquement du point de vue de la conservation du moment de la quantité de mouvement, la conservation de l'énergie faisant l'objet, de toutes façons, d'un bilan complexe où figurent l'énergie électrique, mécanique et thermique.

Le changement de moment angulaire observé, $\Delta\mathcal{L}$ est de l'ordre de 6.10^{32} g.cm^2.Hz. Cette valeur est énorme, si bien qu'avant de songer à une théorie détaillée de ce phénomène, il faut d'abord s'assurer que les variables physiques prennent un ordre de grandeur correct.

2. Considérons un jet de particules solaires, de n_i ions/cm^3, se déplaçant à la vitesse v, passant au large de la Terre à une distance $r < R$ pendant le temps t. Nous disposons au maximum du moment angulaire

$$(1) \qquad \Delta\mathcal{L} = \frac{2}{3} R^3 t n_i \frac{m_i v^2}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

avec $\beta = (v/c)$. En supposant $\beta \ll 1$, nous calculons le rayon R :

$$(2) \qquad R = 1,8.10^9 \left(\frac{10^{10}}{v}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{10^6}{t}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{10^3}{n_i}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Considérons une éruption exceptionnellement puissante, avec $n_i \simeq 10^5$, $t \simeq 10^4$, $v \simeq 10^8$ cm.s^{-1}. Nous obtenons

$$(2') \qquad R \simeq 4.10^{10}\,\text{cm} \simeq 60a,$$

où (a) est le rayon terrestre.

Nous voyons donc que la capture doit s'effectuer à très grande distance de la Terre pour que le transfert de moment angulaire ait lieu. Or, il est douteux que le champ magnétique terrestre s'étende à cette distance. Si $\mathcal{M}$ est le moment magnétique terrestre, cherchons à quelle distance il y a égalité entre la densité d'énergie magnétique due au dipôle terrestre et l'énergie cinétique $n_e kT$:

$$(3) \qquad 8\pi n_e kT \simeq \mathcal{M}^2 r^{-6}.$$

Deux hypothèses peuvent être faites, celle du vent solaire de Parker (1958), celle de Chamberlain (1960). Dans le premier cas, on peut prendre à la hauteur de la Terre $n_e = 10^3$, $T = 10^6$; dans le second, $n_e \simeq 10^2$, $T \simeq 10^4$.

Avec $\mathcal{M} = 8,1 \cdot 10^{25}$ gauss.cm³, on trouve dans le premier cas $r \simeq 5\,a$, et dans le second, $r \simeq 15\,a$.

De toutes façons, ces valeurs sont bien inférieures à la valeur $60\,a$ trouvée plus haut, ce qui montre que le champ terrestre non perturbé ne peut pas capturer assez de protons pour freiner la rotation terrestre.

3. Les éruptions de juillet 1959 ont modifié trois fois de suite le flux de rayons cosmiques solaires (observations de Fréon, 1959). Il paraît tentant d'expliquer ce phénomène en modifiant légèrement une théorie de Ferraro (1958).

Ferraro a montré que dans un champ en $(1/r^3)$ un feuillet de courant pouvait être capturé et être stable à une certaine distance r de la Terre. Si v est la vitesse des ions essentiellement, la plus grande valeur possible de la distance de capture r_{max} est

$$r_{max} = \left(\frac{4}{3}\,\frac{\mathcal{M}}{\sqrt{8 m_i N_i v}}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

où N_i est le nombre d'ions par centimètre. Le moment angulaire correspondant, $2\pi N m_i v r^2$ est

$$(\Delta \mathcal{L})_{max} = \frac{8\pi}{3}\,\frac{\mathcal{M}\sqrt{m_i N_i}}{\sqrt{8}} \tag{5}$$

ou, en introduisant une échelle l du courant, de façon à avoir $N_i = n_i l^2$,

$$(\Delta \mathcal{L})_{max} = 10^{22,5}\, n^i \left(\frac{l}{10^8}\right). \tag{6}$$

Ce moment angulaire est encore beaucoup trop petit pour expliquer le freinage de la Terre. Mais ce courant autour de la Terre a un moment magnétique de même signe que le moment magnétique terrestre. On calcule alors le moment maximal

$$\left(\frac{\mathfrak{M}'}{\mathfrak{M}}\right)_{max} = \frac{16\pi^2}{3}. \tag{7}$$

La capture peut alors s'effectuer à une distance environ cinq fois plus grande, d'environ 75 rayons terrestres. Notons que si la capture a lieu avec le moment angulaire maximal on peut voir se former à une distance de l'ordre de $30\,a$ un second anneau de courant, possédant un moment angulaire

$$(\Delta \mathcal{L}')_{max} = 10^{24,2}\, n_i \left(\frac{l'}{10^8}\right) \tag{8}$$

Si l'on prend cette fois $l' = 10^9$, $n_i = 10^5$, on trouve une valeur du moment angulaire qui commence à se rapprocher de la valeur cherchée. Les observations des rayons cosmiques en 1959 semblent suggérer que le mécanisme s'est produit une troisième fois. Dans le meilleur des cas se produirait alors un troisième anneau de courant, à une distance d'en-

viron 150 rayons terrestres, possédant un moment angulaire

$$(\Delta \mathcal{L}'')_{\max} = 10^{25,9}\, n_i \left(\frac{l''}{10^8}\right), \tag{9}$$

avec $l'' \simeq 10^{10}$, $n_i \simeq 10^5$, on trouve un moment angulaire $(\Delta \mathcal{L}'')_{\max} \simeq 10^{33}$, d'un ordre de grandeur satisfaisant.

On notera toutefois que, lors de la troisième éruption, il n'est pas nécessaire que se forme un courant stable, la seule capture sur les orbites périodiques de Störmer assurant l'échange cherché de moment angulaire.

La troisième éruption, en date du 17 juillet, s'est traduite le 18 par une diminution du flux de rayons cosmiques sur la Terre. Il a fallu probablement quelques jours pour que les protons rapides circulant à environ 150 *a* soient freinés par le milieu circumterrestre et transfèrent leur moment angulaire à la Terre. La date approximative du 21 juillet pour le changement de régime de la rotation terrestre s'accorde avec ce schéma.

4. L'existence de l'anneau de courant semble justifiée par la théorie de E. C. Ray (1956), bien que Ferraro (1958) y fasse quelques objections. La valeur maximale de la perturbation magnétique à la surface de la Terre, pour $r_{\max} \simeq 5\, a$, serait de l'ordre de 2 000 γ. La perturbation magnétique maximale due à la formation du deuxième anneau serait de l'ordre de 500 γ. Ces perturbations, bien que grandes, ne paraissent pas incompatibles avec les observations.

(1) J. W. CHAMBERLAIN, *Ap. J.*, 131, 1960, p. 47.
(2) A. DANJON, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1399.
(3) V. C. A. FERRARO, *IXe rapport de la Commission pour l'étude des relations entre phénomènes solaires et terrestres*, 1957, 91; *U. A. I. Symposium* no 6, 1958, p. 295.
(4) FRÉON, Communication privée à M. Danjon, 1959.
(5) E. PARKER, *Ap. J.*, 1958, 128, p. 664.
(6) E. C. RAY, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1142.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Rayons atomiques des éléments de la matière. Éléments caractérisés par leurs électrons s et p des couches externes* 1, 2, 3 *et* 4. Note (*) de Mlle **Rose Aynard**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Pour connaître les dimensions vraies des éléments de la matière, il faut les supposer *libres*. On peut concevoir que cette évaluation est pratiquement inaccessible dans les conditions habituelles de mesures ([1]).

Divers auteurs ont tenté d'atteindre les dimensions des atomes libres par des calculs théoriques, entre autres Morse, Young et Haurwitz ([2]), mais au-delà de dix électrons d'écran et plus d'un électron périphérique, les calculs sont aléatoires, et l'on doit imposer des approximations semi-théoriques, semi-empiriques, comme le fait Slater ([3]), en employant une méthode variationnelle à partir de la fonction d'onde, ce qui lui a permis de calculer les dimensions des atomes jusqu'au n° 85 (tableau I).

Quant aux mesures expérimentales, celles-ci concernent généralement les atomes *liés* et très peu de mesures bien déterminées de dimensions d'atomes supposés libres, permettent de contrôler les résultats théoriques de Slater. Néanmoins certaines valeurs expérimentales connues par différentes méthodes (soit les rayons de l'atome de lithium, de sodium et quelques autres; soit les mesures des volumes atomiques de Stephan Meyer) peuvent laisser prévoir que les valeurs numériques de Slater sont approchées à 10 % près par défaut ou par excès.

2. En me basant sur ma précédente classification des éléments de la matière ([4]), et considérant, pour ma part, que le rayon des atomes libres varie en fonction du remplissage successif, soit des couches externes (1 à 4) croissant par leurs *électrons s et p seulement* (objet de cette Note), soit des couches internes (3 à 7) croissant par leurs *électrons d et f seulement* (à paraître), je me propose d'établir et de paramétrer les fonctions

$$r=f(s, p) \quad \text{et} \quad r'=g(d, f),$$

où (s, p) et (d, f) désignent la totalité des électrons (s, p) et (d, f) des éléments considérés. Donc $r = f(s, p)$ et $r' = g(d, f)$ donneront *les rayons de tous les éléments de la matière en fonction de leurs électrons* (s, p) *et* (d, f) *seulement.*

3. J'ai tracé d'abord les courbes $r = f(s, p)$ en première approximation en partant des données de Slater. J'ai tracé également les courbes $v = h(s, p)$ à partir des mesures des volumes atomiques de Stephan Meyer ([5]).

L'examen de l'allure de toutes ces courbes (théoriques et empiriques) m'a conduite à les assimiler au type des courbes de Morse.

J'ai établi, par suite, une fonction telle que

$$r(s,\,p)_i = \mathrm{A}\,e^{-\frac{a}{(s,\,p)_i}} + \mathrm{B}\,e^{-\frac{b}{(s,\,p)_i^2}} \tag{I}$$

en prenant pour abscisses le nombre des $(s,\,p)$ correspondant à une couche saturée, soit $(s,\,p)_i = 2,\ 10,\ 18,\ 26,\ 34$ et 42.

Tableau I

$(s,p)_i$		2			10			18			26			34			42	
			Z	Slat		Z	Slat		Z	Slat		Z	Slat		Z	Slat		Z
	t'	1,20			1,08			1,13			1,15			1,16			1,17	
r_8	t"	0,00	2		0,02	10		0,30	18		0,55	36		0,71	54		0,79	86
	T	1,20		1,05	1,10		0,91	1,43		1,52	1,70		1,77	1,87		2,02	1,96	
	t'	1,45			2,16			2,27			2,30			2,33			2,34	
r_1	t"	0,00	3		0,03	11		0,60	19		1,11	37		1,42	55		1,59	87
	T	1,45		1,63	2,19		2,17	2,87		3,32	3,41		3,86	3,75		4,25	3,93	
	t'	1,09			1,62			1,70			1,73			1,74			1,75	
r_2	t"	0,00	4		0,06	12		0,45	20		0,83	38		1,06	56		1,20	88
	T	1,09		1,09	1,68		1,68	2,15		2,56	2,56		3,00	2,80		3,30	2,95	
	t'	0,86			1,35			1,42			1,44			1,45				
r_3	t"	0,00	5		0,01	13		0,18	31		0,33	49		0,43	81			
	T	0,86		0,82	1,36		1,37	1,60		1,46	1,77		1,75	1,88		1,88		
	t'	0,78			1,17			1,22			1,25			1,26				
r4	t"	0,00	6		0,01	14		0,18	32		0,33	50		0,43	82			
	T	0,78		0,65	1,18		1,15	1,40		1,29	1,58		1,51	1,69		1,66		
	t'	0,66			0,99			1,04			1,06			1,07				
r_5	t"	0,00	7		0,01	15		0,18	33		0,33	51		0,43	83			
	T	0,66		0,55	1,00		1,00	1,22		1,16	1,39		1,36	1,50		1,46		
	t'	0,58			0,81			0,85			0,86			0,87				
r_6	t"	0,00	8		0,01	16		0,18	34		0,33	52		0,43	84			
	T	0,58		0,47	0,82		0,88	1,03		1,05	1,19		1,22	1,30		1,31		
	t'	0,48			0,72			0,76			0,77			0,78				
r_7	t"	0,00	9		0,01	17		0,18	35		0,33	53		0,43	85			
(Å)	T	0,48		0,41	0,73		0,78	0,94		0,96	1,10		1,12	1,21		1,26		

avec r en angströms (Å), t'(premier terme), t"(second terme), T(total).
Slat.(Slater).

A partir de ces abscisses, on obtient tous les rayons des éléments du n° 3 au n° 88 dont les couches externes successives croissent par leurs électrons *s* et *p* seulement.

4. J'obtiens alors une fonction par série (séries chimiques dites principales de la classification périodique), soit

$$r_1 = 2{,}4\,e^{-\frac{1}{(s,\,p)_i}} + 2{,}0\,e^{-\frac{100}{(s,\,p)_i^2}} \quad (\text{Å}), \tag{1}$$

$$r_2 = 1{,}8 \quad » \quad + 1{,}5 \quad » \quad » \tag{2}$$

$$r_3 = 1{,}5 \quad » \quad + 0{,}6 \quad » \quad » \tag{3}$$

$$r_4 = 1{,}3 \quad » \quad + 0{,}6 \quad » \quad » \tag{4}$$

$$r_5 = 1{,}1 \quad » \quad + 0{,}6 \quad » \quad » \tag{5}$$

$$r_6 = 0{,}9 \quad » \quad + 0{,}6 \quad » \quad » \tag{6}$$

$$r_7 = 0{,}8 \quad » \quad + 0{,}6 \quad » \quad » \tag{7}$$

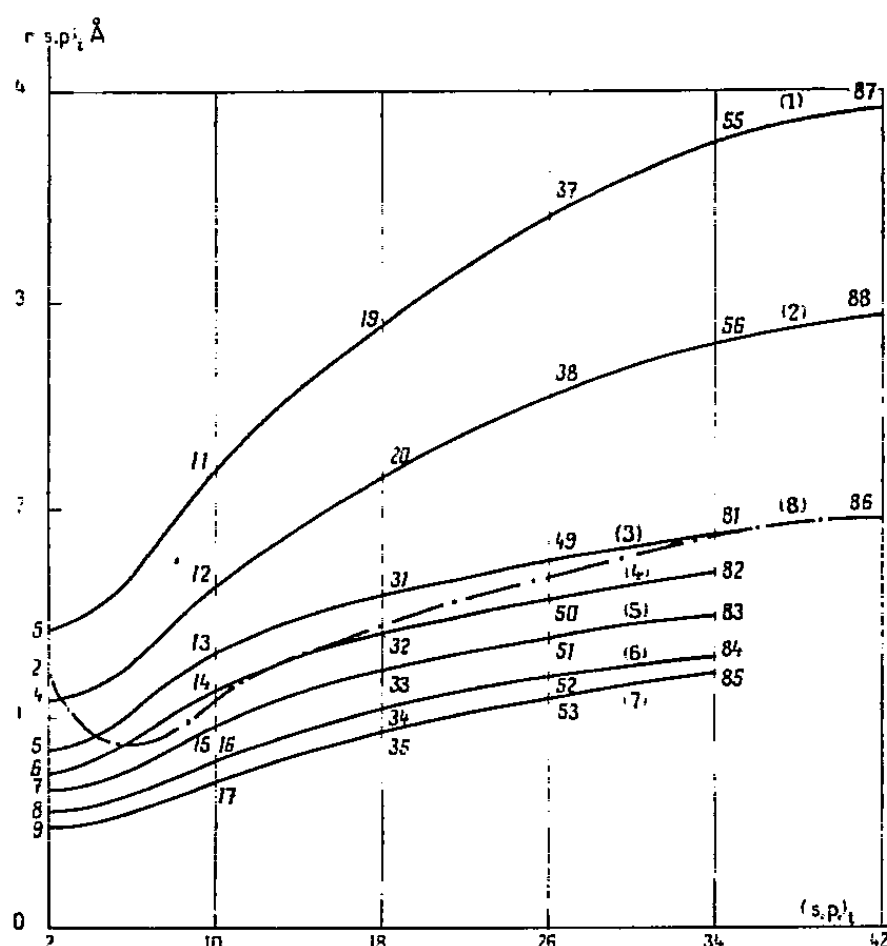
(*Voir* tableau I et courbes fig. 1.)

Sans tenir compte des termes correctifs on peut écrire aussi ces relations sous la forme

$$r_1 - r_2 = 3(r_3 - r_4) = 3(r_4 - r_5) = 3(r_5 - r_6) = 6(r_6 - r_7) = 0{,}6\, e^{-\frac{1}{(s,p)_i}} \quad (\text{Å}).$$

Pour la courbe relative aux éléments des gaz inertes on obtient la fonction

$$(8) \qquad r_8 = 1{,}2\, e^{-\frac{1}{(s,p)_i}} + 1{,}0\, e^{-\frac{400}{(s,p)_i^2}} \quad (\text{Å}),$$



r_8 est le lieu arithmétique de la moyenne de r_1 (courbe relative aux hydrogénoïdes). Pour obtenir le rayon de He, on développe r_8 en série en se limitant au premier terme; pour le rayon de H on prend la moyenne arithmétique de r_8 (premier terme). On obtient $r_0 = 0{,}6$ Å. (On sait que H a environ les demi-dimensions de He.) On peut aussi obtenir le rayon de H en développant $r_1 - r_2$ en série en se limitant au premier terme. On a aussi

$$(9) \qquad r_0 = 0{,}6 \text{ Å}.$$

N. B. — Il est bien entendu que ces fonctions, en dehors des valeurs des éléments considérés, n'ont aucune réalité physique.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) R. AYNARD, *Thèse*, Masson, Paris, 1956.
(2) *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 948.
(3) *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 57.
(4) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2165.
(5) *Festschrift*, Braunschweig, 1915, p. 152.

MAGNÉTISME. — *Résonance paramagnétique dans des fluorines de l'ion* Gd^{+++} *soumis à un champ cristallin tétragonal* [1]. Note [*] de MM. **Jérôme Sierro** et **Roger Lacroix**, présentée par M. Louis de Broglie.

Au cours des recherches de Ch. Ryter et de l'un d'entre nous (R. L.) relatives à la résonance magnétique de l'ion Gd^{+++} soumis à un champ électrique cubique dans des fluorines naturelles [2], le spectre de symétrie cubique était dans presque tous les échantillons accompagné d'un autre type de spectre, plus ou moins intense, également attribuable au gadolinium. Il s'agissait de fait de la superposition de trois spectres de symétrie tétragonale relatifs à trois types d'ions ayant respectivement pour axe de symétrie l'un des axes quaternaires du cristal cubique.

Ce spectre a aussi été étudié par Baker, Bleaney et Hayes [3], qui attribuent le champ tétragonal à un ion fluor interstitiel compensant l'excès de charge de l'ion Gd^{+++} par rapport à l'ion Ca^{++}.

Nous nous sommes proposé d'approfondir la structure de ce spectre et nos premiers résultats font l'objet de la présente Note.

Notre étude expérimentale a porté essentiellement sur un monocristal de fluorine artificielle contenant 0,01 % de gadolinium [4]. Les mesures ont été effectuées à la fréquence de 9 200 MHz.

L'état fondamental de l'ion Gd^{+++} est l'état $^8S_{7/2}$ appartenant à la configuration $4f^7$. Sous l'action du champ électrique tétragonal, le niveau fondamental dégénéré d'ordre 8 se décompose en quatre doublets correspondant en première approximation aux nombres quantiques $|m| = 1/2$, $3/2$, $5/2$, $7/2$, la direction de quantification choisie étant l'axe de symétrie du champ. Nous noterons les séparations des niveaux $\Delta E_1 = E_{3/2} - E_{1/2}$, $\Delta E_2 = E_{5/2} - E_{3/2}$, $\Delta E_3 = E_{7/2} - E_{5/2}$ et l'écart total $\Delta E = E_{7/2} - E_{1/2}$.

Si l'on applique un champ magnétique, il en résulte huit niveaux non dégénérés, qu'on obtient en diagonalisant l'hamiltonien $V + g\beta\,\vec{H}.\vec{S}$, où V est la matrice exprimant l'effet du champ cristallin sur les états du niveau fondamental.

Supposant que le facteur spectroscopique g a la même valeur qu'en champ cubique, soit $g = 1,992$, nous avons obtenu, à partir de nos mesures du spectre, les valeurs suivantes pour les éléments de matrice de V :

$$\left\langle \pm \frac{1}{2} \middle| V \middle| \pm \frac{1}{2} \right\rangle = 0,$$

$$\left\langle \pm \frac{3}{2} \middle| V \middle| \pm \frac{3}{2} \right\rangle = 0,271 \pm 0,001 \text{ cm}^{-1},$$

$$\left\langle \pm \frac{5}{2} \middle| V \middle| \pm \frac{5}{2} \right\rangle = 0,841 \pm 0,002 \quad \text{»} \quad ,$$

$$\left\langle \pm \frac{7}{2} \middle| V \middle| \pm \frac{7}{2} \right\rangle = 1,781 \pm 0,003 \text{ cm}^{-1},$$
$$\left\langle \pm \frac{1}{2} \middle| V \middle| \pm \frac{7}{2} \right\rangle = 0,021 \pm 0,007 \quad \text{»} \quad ,$$
$$\left\langle \pm \frac{3}{2} \middle| V \middle| \mp \frac{5}{2} \right\rangle = 0,023 \pm 0,005 \quad \text{»} \quad .$$

Il en résulte pour les écarts d'énergie les valeurs

$$\Delta E_1 = 0,270 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1},$$
$$\Delta E_2 = 0,572 \pm 0,002 \quad \text{»} \quad ,$$
$$\Delta E_3 = 0,939 \pm 0,002 \quad \text{»} \quad ,$$
$$\Delta E = 1,781 \pm 0,003 \quad \text{»} \quad .$$

Remarquons que les éléments de matrice diagonaux sont déterminés à une constante additive près et que, de plus, seul le signe relatif des éléments de matrice et des ΔE est connu.

D'autre part, nous avons soumis à différents traitements thermiques quelques échantillons d'une fluorine naturelle présentant, avant tout traitement, un spectre du gadolinium correspondant à environ 40 % de sites tétragonaux et 60 % de cubiques. Après un chauffage de 4 h à 1 000° C, la proportion avait passé à 90 % de sites tétragonaux contre 10 % de cubiques. Comme il est bien connu ([5]) que les ions fluor sont particulièrement mobiles dans la fluorine, ce résultat s'explique tout naturellement par la migration des ions F^- sous l'action de l'élévation de température, ce qui vient confirmer l'interprétation de la symétrie tétragonale de Baker, Bleaney et Hayes.

Nos recherches se poursuivent en vue d'une étude plus détaillée, tant expérimentale que théorique.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) Recherches effectuées sous les auspices du Fonds national suisse de la recherche scientifique.

([2]) CH. RYTER et R. LACROIX, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2812; CH. RYTER, *Helv. Phys. Acta*, 30, 1957, p. 353; R. LACROIX, *Helv. Phys. Acta*, 30, 1957, p. 374.

([3]) J. M. BAKER, B. BLEANEY et W. HAYES, *Proc. Roy. Soc.*, 247, 1958, p. 148.

([4]) Ce monocristal nous a été fourni par le Docteur J. M. Baker, du Clarendon Laboratory à Oxford.

([5]) R. W. URE, *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 1363.

(*Institut de Physique, Université de Genève.*)

MAGNÉTISME. — *Anisotropie du facteur de Landé de l'ytterbium dans un gallate du type grenat.* Note de MM. **Yves Ayant** et **Jean Thomas**, transmise par M. Louis Néel.

Pour interpréter l'anisotropie constatée expérimentalement du facteur de Landé de l'ion Yb dans le gallate, on a déterminé l'hamiltonien de l'ion plongé dans le champ cristallin en tenant compte de l'écart à la symétrie cubique du voisinage.

Dans les gallates de terre rare, du type grenat, les ions de terres rares sont entourés d'un voisinage approximativement cubique d'atomes d'oxygène. Dans une précédente Note ([1]), en négligeant l'écart à la symétrie cubique, nous en avions déduit une courbe d'aimantation théorique bien vérifiée par l'expérience. Mais les expériences de résonance paramagnétique ([2]) ayant montré une anisotropie, nous avons repris les calculs en tenant compte du voisinage exact. Nous avons pris les données de Bertaut et Forrat ([3]).

En prenant comme axes de coordonnées les axes cristallographiques (110), (001), $(1\bar{1}0)$, le site de terre rare, pris pour origine o, 1/4, 1/8 par exemple, a pour voisins huit atomes d'oxygène dont les coordonnées sont (unité de longueur la maille $l = 12{,}25$ Å environ), pour les quatre plus proches voisins : $c, -b, -a$; c, b, a; $-c, b, -a$; $-c, -b, a$; avec

$$a = 0{,}110, \qquad b = 0{,}154, \qquad c = 0{,}034, \qquad d = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} = 0{,}191,$$

et pour les quatre voisins suivants : $-b', c', a'$; $b', \ldots, -c', a'$; $b', c', -a'$; avec

$$a' = 0{,}118, \qquad b' = 0{,}159, \qquad c' = 0{,}023, \qquad d' = \sqrt{a'^2 + b'^2 + c'^2} = 0{,}200.$$

Le potentiel électrostatique dans lequel est plongé l'ion, se développe en série de fonctions sphériques. La symétrie annule le terme du 1er ordre, et d'après les règles de sélection, les seuls termes intervenant sont ceux du 2e, 4e et 6e ordre. Nous avons négligé le dernier. On trouve (r, distance à l'origine)

$$\begin{aligned} V = V_0 - 2e\frac{r^2}{l^3}\sqrt{\frac{4\pi}{5}}\,[4{,}5\,Y_0^2 - 15{,}7\,(Y_2^2 + Y_{-2}^2)] + V_3 \\ + 2e\frac{r^4}{l^5}\sqrt{\frac{4\pi}{9}}\,[-10\,900\,Y_0^4 - 190\,(Y_2^4 + Y_{-4}^4) + 5\,125\,(Y_4^4 + Y_{-4}^4)] + \ldots \end{aligned}$$

Par rapport au voisinage exactement cubique, on voit apparaître les termes du 2e ordre; le 4e ordre est modifié comme suit : les termes $Y_{\pm 4}^4$ sont multipliés par un facteur 0,78 peu différent de cos 45°, que nous avions proposé précédemment ([1]) et il apparaît un petit terme en $Y_{\pm 2}^4$.

Nous avons calculé les opérateurs Y_μ^λ par la méthode des polynomes ([5]) et l'hamiltonien obtenu s'écrit pour l'Ytterbium $4f^{13}\ {}^2F_{7/2}$;

$$+\frac{2e^2 r^4}{11\, l^5}\,\frac{10\,900}{7}\times\begin{vmatrix}
7+7t & \cdots & \sqrt{21}(kt+5\varepsilon) & \cdots & k'\sqrt{35} & \cdots & \cdots & \cdots \\
\cdots & -13+t & \cdots & \sqrt{5}(3kt+\varepsilon) & \cdots & k'\sqrt{75} & \cdots & \cdots \\
\sqrt{21}(kt+5\varepsilon) & \cdots & -3-3t & \cdots & \sqrt{60}(kt-2\varepsilon) & \cdots & k'\sqrt{75} & \cdots \\
\cdots & \sqrt{5}(3k+\varepsilon) & \cdots & 9-5t & \cdots & \sqrt{60}(kt-2\varepsilon) & \cdots & k'\sqrt{35} \\
k'\sqrt{35} & \cdots & \sqrt{60}(kt-2\varepsilon) & \cdots & 9-5t & \cdots & \sqrt{5}(3kt+\varepsilon) & \cdots \\
\cdots & k'\sqrt{75} & \cdots & \sqrt{60}(kt-2\varepsilon) & \cdots & -3-3t & \cdots & \sqrt{21}(kt+5\varepsilon) \\
\cdots & \cdots & k'\sqrt{75} & \cdots & \sqrt{5}(3kt+\varepsilon) & \cdots & -13+t & \cdots \\
\cdots & \cdots & \cdots & k'\sqrt{35} & \cdots & \sqrt{21}(kt+5) & \cdots & 7+7t
\end{vmatrix}$$

en posant

$$k=-2{,}848,\qquad \varepsilon=0{,}011,\qquad k'=-0{,}787,\qquad t=1{,}5.10^{-3}\,l^2\,\frac{\overline{r^2}}{\overline{r^4}}.$$

On remarque que cette matrice se décompose immédiatement, et nous avons déterminé la valeur propre fondamentale et le vecteur propre correspondant pour diverses valeurs de t dont la valeur n'est pas connue d'après les données cristallographiques. Si l'on appelle α, β, γ, δ, les composantes de ce vecteur propre dans la base $|\,7/2\rangle$, $|\,3/2\rangle$, $|-1/2\rangle$, $|-5/2\rangle$ les valeurs principales g_x, g_y, g_z du facteur de Landé anisotrope sont données par

$$g_x=\frac{16}{7}[\sqrt{7}\,\alpha\delta+\sqrt{12}\,\beta\delta+\sqrt{15}\,\beta\gamma+2\gamma^2],$$

$$g_y=\frac{16}{7}[\sqrt{7}\,\alpha\delta-\sqrt{12}\,\beta\delta+\sqrt{12}\,\beta\gamma-2\gamma^2],$$

$$g_z=\frac{8}{7}\,[7\alpha^2+3\beta^2-\gamma^2-5\delta^2],$$

au lieu de $g=24/7$ pour le voisinage cubique parfait.

Pour $t=0{,}055$ on trouve

$$g_x=3{,}62,\qquad g_y=2{,}86,\qquad g_z=3{,}78,$$

en bon accord avec les résultats expérimentaux de Boakes, Garton, Ryan et Wolf ([2]) :

$$g_x=3{,}60,\qquad g_y=2{,}85,\qquad g_z=3{,}73.$$

On pourrait s'étonner que le fait d'avoir négligé le 6e ordre ait si peu d'effet; cela provient sans doute de ce que, pour un voisinage exactement cubique, les termes du 4e et du 6e ordre ont les mêmes vecteurs propres.

Seuls les niveaux sont déplacés. Si l'on traite la partie non cubique comme perturbation, les éléments de matrice ne dépendent pas du terme du 6e ordre, dont l'effet ne se fait sentir que sur les différences d'énergie apparaissant dans les formules de perturbation.

(1) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 387.
(2) D. Boakes, G. Garton, D. Ryan et W. P. Wolf, *Proc. Phys. Soc.*, 74, 1959, p. 663.
(3) F. Bertaut, F. Forrat, A. Herpin et P. Mériel, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 898.
(4) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1955.
(5) Séance de la Société de Physique, Grenoble, 20 janvier 1960 (sous presse).

MAGNÉTISME. — *Aimantation thermorémanente et anisotropie dans* CrSb. Note (*) de MM. **Roger Wendling** et **Jules Wucher**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Des mesures magnétiques ([1]), ([2]) et de diffraction des neutrons ([3]), ont montré que le composé Cr Sb est antiferromagnétique avec un point de Néel à 450° C. Le domaine d'homogénéité ([2]) de la phase est compris entre $CrSb_{0,96}$ et $CrSb_{0,99}$.

Un composé d'une formule voisine de $CrSb_{0,97}$ a été préparé au four à induction sous atmosphère d'argon à partir d'un chrome et d'un antimoine spectroscopiquement purs Johnson Matthey.

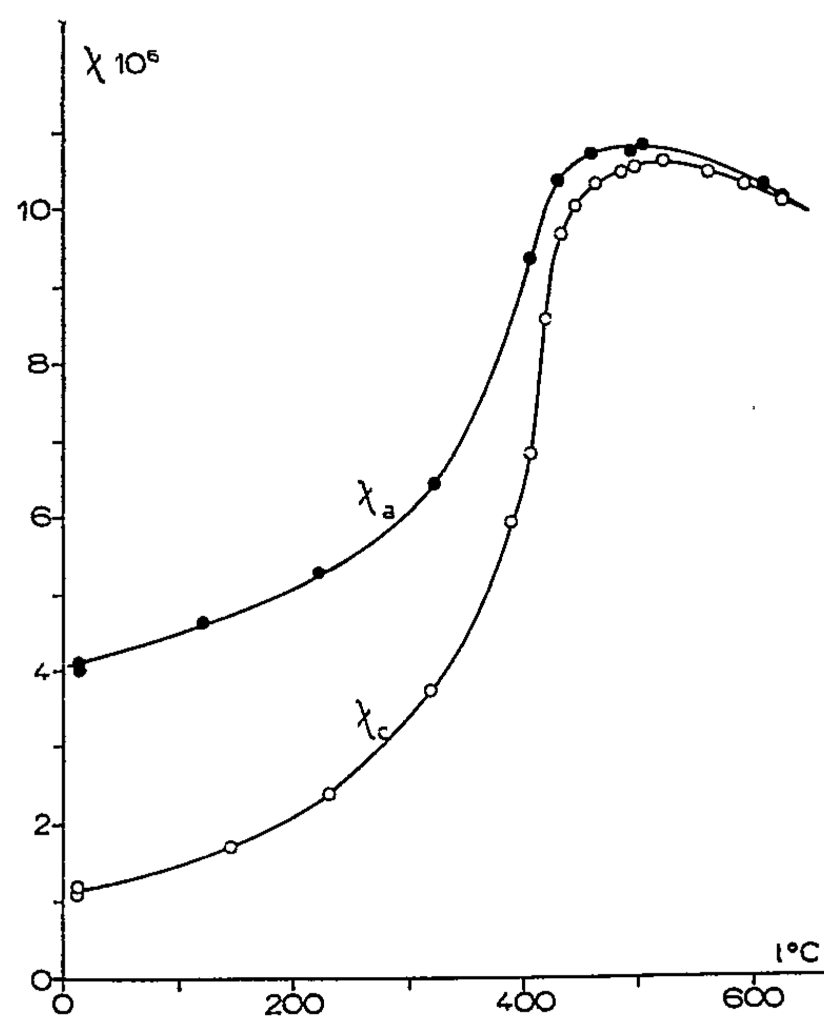


Fig 1

La susceptibilité à 17° C de ce composé à l'état polycristallin a été trouvée pratiquement indépendante du champ :

$$\chi_{5540} = 3,20_9 \cdot 10^{-6}, \qquad \chi_{4080} = 3,20_4 \cdot 10^{-6} \qquad \text{et} \qquad \chi_{2500} = 3,20_1 \cdot 10^{-6}.$$

Le composé finement broyé a été scellé sous vide dans plusieurs tubes de quartz à pointes effilées. En vue d'obtenir des monocristaux, nous avons fait traverser très lentement à chacun de ces tubes un four dont la zone centrale était à une température supérieure au point de fusion de Cr Sb.

Les cristaux obtenus, étudiés magnétiquement, possèdent un axe de symétrie coïncidant avec l'axe du tube de quartz. La susceptibilité χ_c a

une valeur minimale suivant cet axe. Dans le plan perpendiculaire à cet axe, la susceptibilité est isotrope et a une valeur maximale.

L'anisotropie a été trouvée différente d'un cristal à l'autre et nous

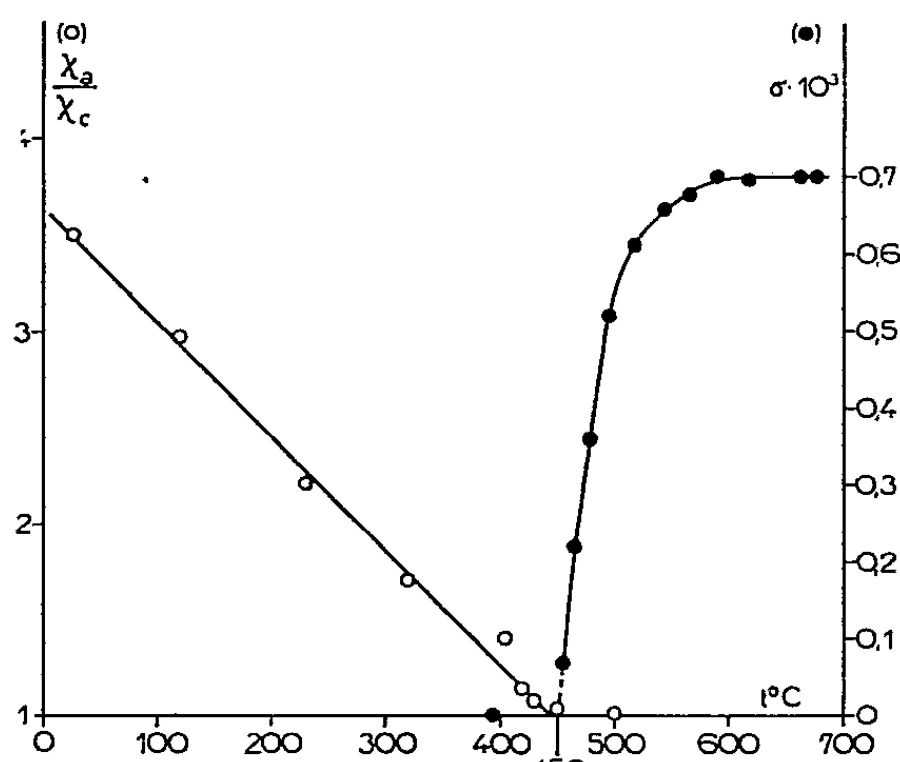


Fig. 2

allons ci-dessous décrire les résultats de nos mesures pour l'échantillon qui présentait l'anisotropie la plus grande.

Le cristal en étude est caractérisé à température ambiante par un rapport χ_a/χ_c voisin de 3,5 avec $\chi_a = 4{,}05 . 10^{-6}$ et $\chi_c = 1{,}17 . 10^{-6}$, valeurs

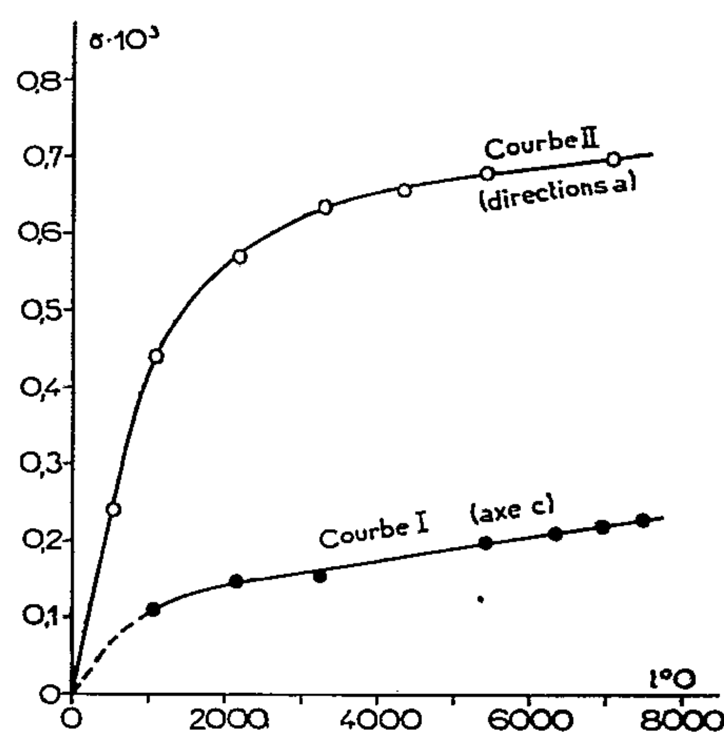


Fig. 3

indépendantes du champ de mesure. La figure 1 représente les variations thermiques des deux susceptibilités entre 17 et 630° C, les mesures ayant été faites sous atmosphère d'hydrogène. Le rapport χ_a/χ_c, porté en fonction de la température s'extrapole linéairement (*fig.* 2) vers l'unité à 450° C.

En refroidissant l'échantillon à partir de diverses températures t_i °C à la température ambiante dans un champ de 7 080 Oe, appliqué suivant

une direction perpendiculaire à l'axe c, on obtient des aimantations thermorémanentes (A. T. R.), dont les valeurs sont portées en fonction de t_t dans la figure 2. La trempe dans un champ de 7 080 Oe produit une A.T.R. au-dessus de $t_t = 450°$ C; à partir de $t \simeq 600°$ C l'effet de la trempe cesse de croître avec t_t.

Les A. T. R. obtenues par un refroidissement entre 650° C et la température ambiante sont portées sur la figure 3 en fonction du champ appliqué. On obtient la courbe I lorsque la direction de ce champ est parallèle à l'axe c et la courbe II lorsque le champ est perpendiculaire à cet axe. Ces A. T. R. ont une grande stabilité au champ à température ambiante, ce qui justifie leur mesure à la balance de translation Foëx-Forrer.

Remarquons que les résultats publiés ci-dessus sont valables pour des échantillons ramenés très lentement de leur point de fusion ($\sim$ 1 100° C) à une température voisine de 500° C. Par des traitements thermiques, il est possible d'augmenter notablement la valeur de l'A. T. R. et de modifier les intervalles de températures où elles sont acquises.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) G. Foëx et M. Graff, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 160.

(2) Haraldsen, Rosenqvist et Grønvold, *Arch. Math. Naturvidensk. B. L.*, n° 4, 1948.

(3) A. I. Snow, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 365.

(*Laboratoire Pierre Weiss, Institut de Physique, Strasbourg.*)

PHYSIQUE DES PLASMAS. — *Méthode de détermination de la densité électronique d'un plasma par la vitesse de groupe.* Note (*) de MM. **Térenzio Consoli** et **Dimitri Lepechinski**, présentée par M. Francis Perrin.

On étudie les variations de la vitesse de groupe. On montre qu'au voisinage de son maximum, elle est très sensible aux variations de la densité électronique N_e, et que l'abscisse de ce maximum est lui-même fonction de la valeur du champ magnétique B. On en déduit le principe d'une méthode de mesure de N_e.

On sait que les fréquences inférieures à la fréquence plasma f_p peuvent se propager dans un plasma placé dans un champ magnétique, selon le mode droit ([1]).

Comme on l'a montré récemment, c'est grâce à ce mode de propagation que les sifflements radioélectriques naturels à très basses fréquences se propagent à très grande distance le long des lignes du champ magnétique terrestre ([2]).

L'étude de la vitesse de groupe de l'onde droite montre que cette vitesse passe par un maximum situé au voisinage du quart de la fréquence cyclotron f_c des électrons. Ce maximum relativement plat, est très inférieur à la vitesse de la lumière.

Il nous a paru intéressant d'utiliser cette propriété pour la mesure de la densité électronique N_e des plasmas confinés par des champs magnétiques. On mesure dans ce but le « retard de groupe » subi par des impulsions de fréquences voisines de $f_c/4$ se propageant dans les plasmas dans la direction du champ magnétique par une technique analogue à celle utilisée couramment dans les sondages ionosphériques verticaux.

Expression de la vitesse de groupe. — En négligeant les chocs, l'effet des ions, de la température (ce qui est justifié pour des températures inférieures à 1 keV) et en supposant le champ magnétique de confinement constant, la vitesse de groupe du rayon droit, pour une onde de fréquence f, est donnée par la loi de Rayleigh :

$$v_g = \frac{c}{n + f\dfrac{dn}{df}}, \qquad (1)$$

où n est l'indice de phase défini par

$$n^2 \simeq 1 - \frac{X}{1 - Y} = 1 - \frac{f_p^2}{f(f - f_c)} \qquad (2)$$

d'où

$$v_g = c\,\frac{f^{\frac{1}{2}}(f - f_c)^{\frac{3}{2}}(f^2 - ff_c - f_p^2)^{\frac{1}{2}}}{f(f - f_c)^2 + \frac{1}{2} f_c f_p^2}; \qquad (3)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $f_p^2 = \frac{N_e e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m}$, la fréquence plasma; $f_c = \frac{Be}{2\pi m}$, la fréquence cyclotron des électrons.

Il existe trois intervalles de fréquence bien distincts, déterminés par les racines de l'équation (3).

a. de o à f_c, avec un maximum de v_g pour f voisin et inférieur à $f_c/4$;

b. de f_c à $1/2\left(f_c + \sqrt{f_c^2 + 4f_p^2}\right)$ où il n'y a pas de propagation;

c. de la limite précédente à l'infini, où v_g croît à partir de zéro d'une façon monotone jusqu'à la valeur c.

D'autre part, l'abscisse f_m de son maximum est liée aux fréquences f_p^2 et f_c par la relation

$$f_p^2 = \frac{4 f_m^3 (f_c - f_m)}{f_c (f_c - 4 f_m)}. \tag{4}$$

Ne retenant que le domaine de fréquences a, nous avons tracé d'après l'équation (3) les réseaux de courbes $v_g = F(f, N_e, B)$ à N_e et B constants, réseaux dont un exemple est donné plus loin.

Ces courbes montrent que pour une fréquence très voisine de f_m la vitesse de groupe est très sensible aux variations de N_e et de B, et pratiquement insensible à un écart même appréciable de la fréquence de travail f, par rapport à f_m.

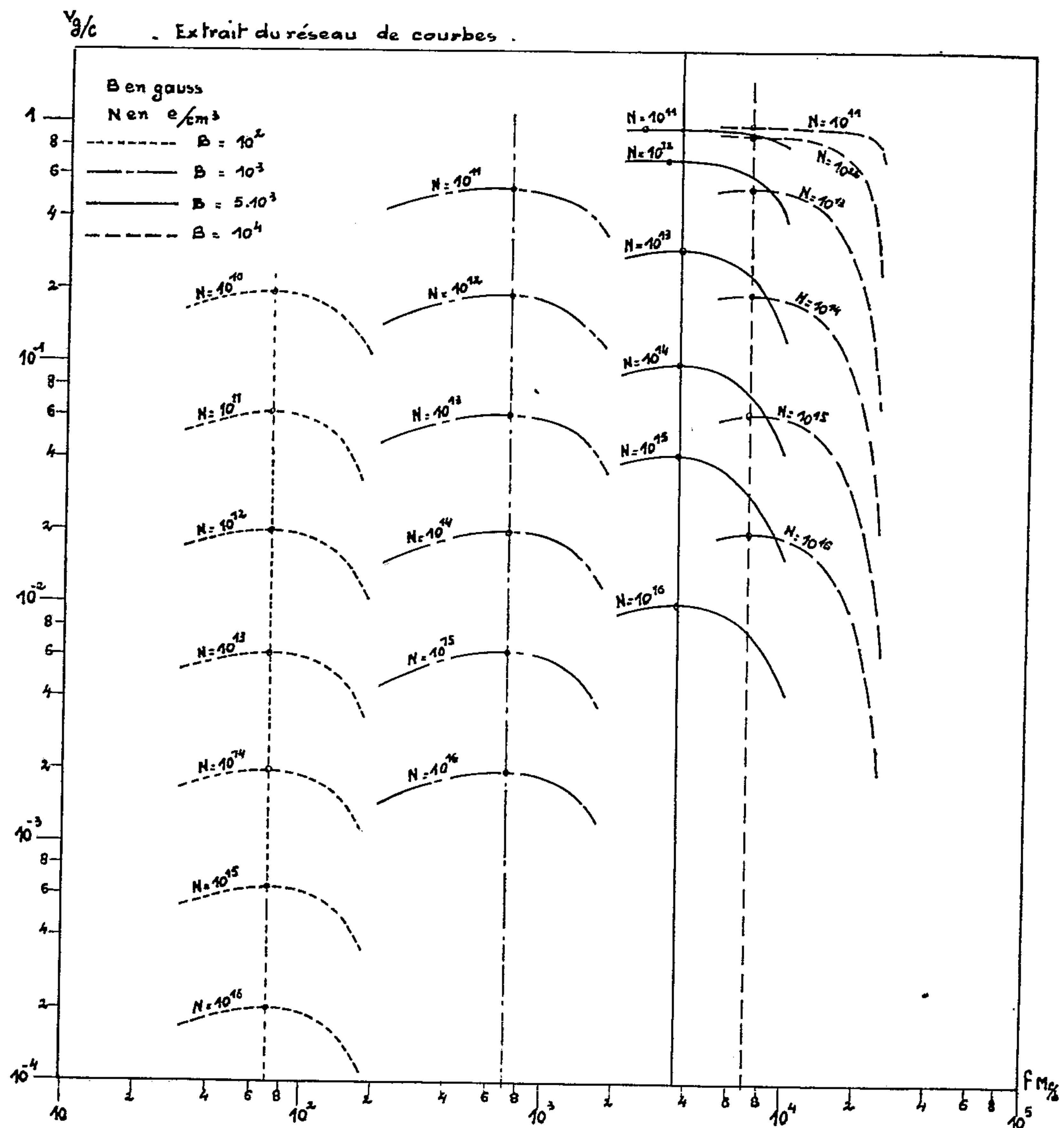
La technique de mesure de N_e proposée consiste donc à choisir une fréquence de travail f aussi voisine que possible de f_m, compte tenu de la valeur du champ magnétique appliqué le long de la propagation du faisceau de sondage, et d'émettre des impulsions brèves sur cette fréquence en leur faisant traverser le plasma étudié, parallèlement au champ B. De la mesure sur un oscillographe du retard subi par ces impulsions ([3]), on déduit la valeur de v_g et, par suite, si B est connu, à l'aide des réseaux de courbes, celle de N_e.

L'examen des résultats théoriques obtenus sous les hypothèses énumérées plus haut, montre que la méthode est applicable aussi bien aux plasmas peu denses que très denses placés dans des champs magnétiques faibles ou intenses. Elle est particulièrement intéressante dans le cas des champs forts, car alors la fréquence de sondage étant élevée, il est possible d'attaquer le plasma avec un dispositif focalisant extérieur formés de cornets et de lentilles.

Dans le cas de champs magnétiques faibles, la fréquence de travail basse impose une attaque par antenne, soit introduite dans le plasma, ce qui donne évidemment lieu à une légère perturbation de celui-ci, soit extérieure au plasma, ce qui complique l'interprétation du résultat fourni par l'oscillographe.

Cette méthode est également applicable à des plasmas confinés par des champs à configuration toroïdale, puisque la propagation envisagée se trouve toujours guidée le long des lignes de force du champ.

Le réseau de courbes ci-dessous donne les variations de la vitesse de groupe pour un domaine restreint de densité électronique et de champ magnétique.



(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) Ce mode est aussi appelé « mode extraordinaire ».

([2]) L. R. O. Storey, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A, 246, 1953, p. 113-119.

([3]) Le dispositif expérimental sera décrit dans une publication ultérieure.

(*Centre d'Études nucléaires de Saclay, Service de Physique appliquée.*)

SPECTROMÉTRIE MOLÉCULAIRE. — *Étude des polymères du phtalate diallylique par spectrophotométrie infrarouge.* Note (*) de M. **François Lalau-Keraly**, présentée par M. Jean Lecomte.

La variation de l'insaturation résiduelle, en fonction du taux de conversion, a été étudiée par dosage infrarouge pour des polymères préparés par initiation au perbenzoate de butyle tertiaire et au peroxyde de dibutyle tertiaire.

D'une précédente Note ([1]), il résulte que la structure des polymères du phtalate diallylique obtenus entre 50 et 100°, en présence de 1 % de peroxyde de benzoyle, dépend de la température. En particulier, il a pu être montré que la proportion de cycles formés passe de 33 % à 50° à 43 % à 100°.

Cependant, à une température de polymérisation supérieure à 100° le peroxyde de benzoyle présente l'inconvénient de se décomposer trop rapidement. D'autre part, la polymérisation ne se poursuit pas au-delà d'un certain taux de conversion appelé par W. Simpson ([2]) : niveau final de polymérisation (N. F. P. 57 % à 100° avec 1 % de peroxyde de benzoyle).

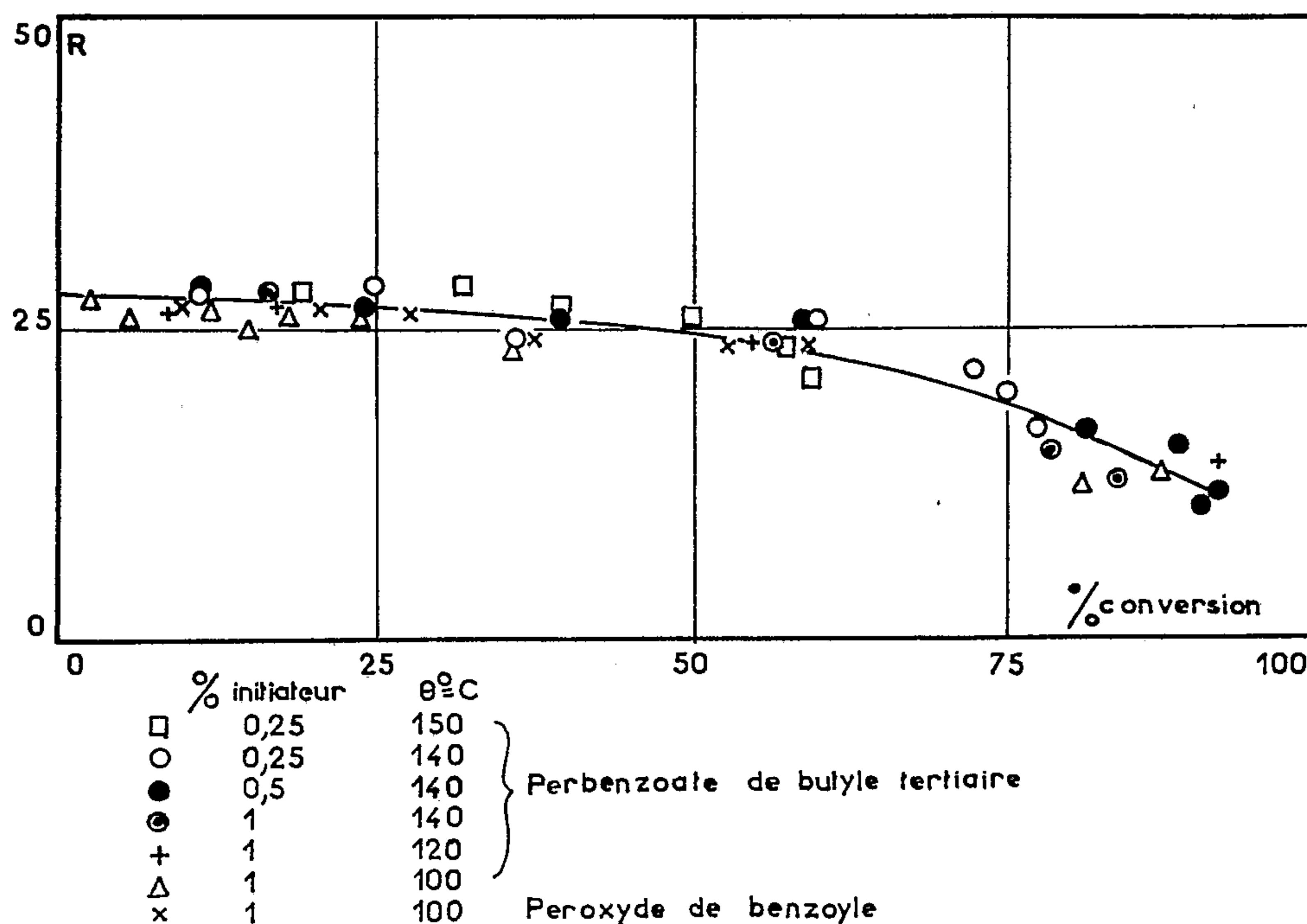


Fig. 1.

Pour étendre cette étude à des polymères préparés à des températures plus élevées, le phtalate diallylique a été polymérisé en présence du perbenzoate de butyle tertiaire et de peroxyde de dibutyle tertiaire.

Il a été constaté que la formation du N. F. P. se produit également avec le perbenzoate de butyle tertiaire, mais à des températures plus élevées et pour des concentrations plus faibles en initiateur. Avec 0,25 % de perbenzoate de butyle tertiaire le N. F. P. est de 91,7 % à 120°, 79,6 % à 140° et 60 % à 150°.

Dans le cas du peroxyde de dibutyle tertiaire, le N. F. P. est de 92,5 % à 140°, 88,6 % à 160° et 78 % à 180° pour 1 % d'initiateur.

L'insaturation résiduelle R de ces polymères, obtenus à différentes températures et à l'aide de ces deux initiateurs, a été dosée par spectrophotométrie infrarouge. Les résultats ont été portés sur un graphique en fonction du taux de conversion de ces polymères.

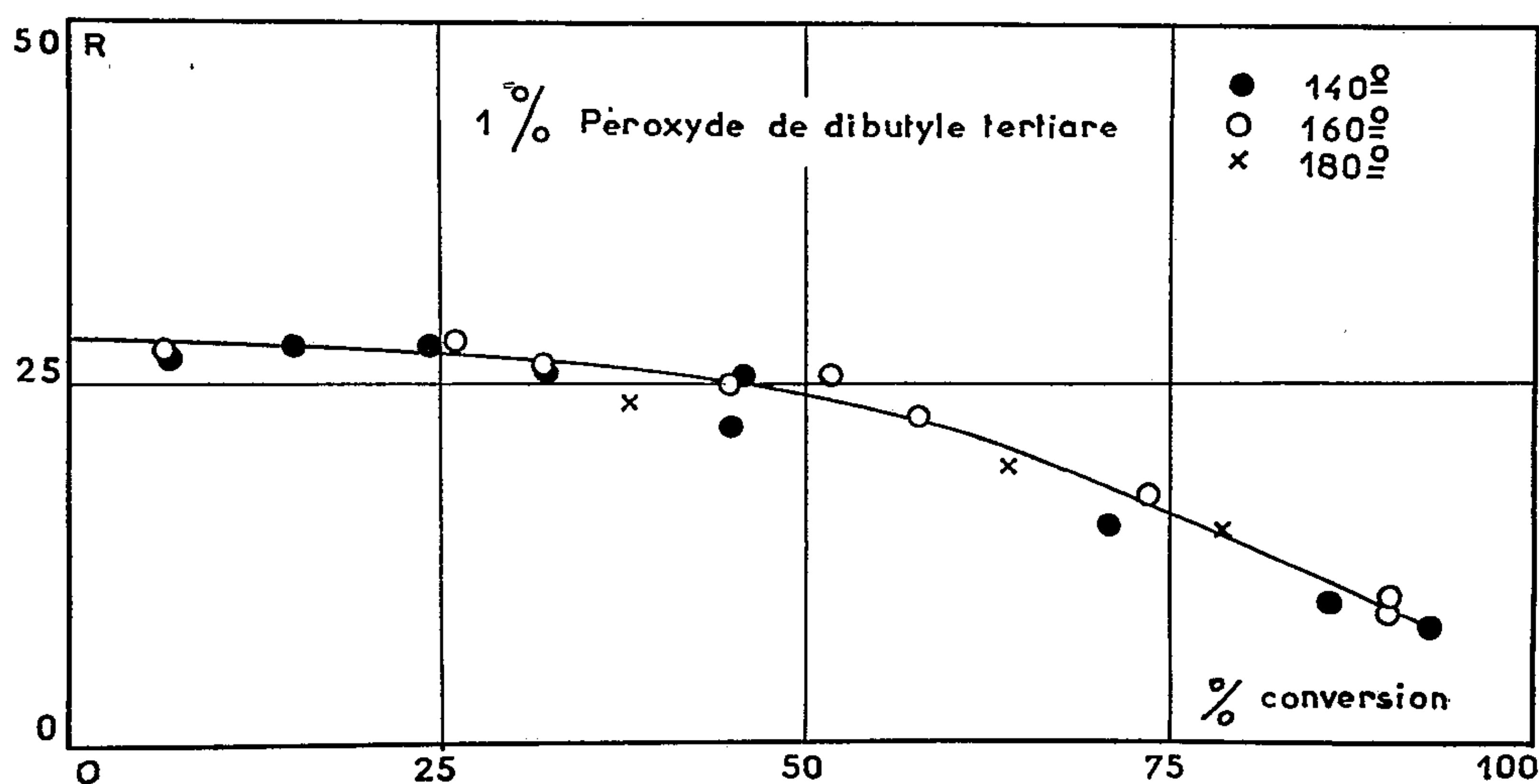


Fig. 2.

La figure 1 représente la variation de R dans le cas d'une initiation par le perbenzoate de butyle tertiaire. Il a été également porté, sur ce graphique, les valeurs de R, pour les polymères, obtenus à 100° avec une concentration de 1 % en peroxyde de benzoyle.

Quelles que soient la température de polymérisation et la concentration en initiateur, les points correspondants à l'insaturation résiduelle des différents polymères s'inscrivent tous sur une même courbe.

Les résultats indiquent que, pour des températures de polymérisation comprises entre 100 et 150°, la structure des polymères obtenus est indépendante de la température. L'insaturation résiduelle de la première chaîne formée est de 28,5 %, soit 43 % de cycles, valeur identique à celle obtenue à 100° en présence de peroxyde de benzoyle.

La très faible diminution de l'insaturation résiduelle, avec le taux de conversion au début de la polymérisation, indique que la consommation en doubles liaisons sur le polymère est peu importante. Le nombre de réticulations multiples reste donc faible. Par contre, à partir d'un taux de conver-

sion assez élevé (60 % environ), il y a une baisse plus grande de l'insaturation résiduelle. Cette baisse est sans doute due à une diminution de la concentration en monomère de sorte, qu'en fin de polymérisation, un nombre plus important de doubles liaisons du polymère prend part à la formation des chaînes.

Une polymérisation avec le peroxyde de dibutyle tertiaire, aux températures de 140, 160 et 180° (*fig.* 2), confirme les résultats obtenus avec le perbenzoate de butyle tertiaire. Toutefois, il semble que la consommation en doubles liaisons du polymère soit, en fin de réaction, légèrement plus importante que dans le cas d'une polymérisation par le perbenzoate de butyle tertiaire.

L'ensemble de ces résultats indique, qu'entre 100 et 180°, le nombre de structures cycliques, formées au début de la polymérisation est indépendant de la température et voisin de 43 %.

D'autre part, le fléchissement des courbes, à des taux de conversion supérieurs à 60 %, semble indiquer qu'en fin de polymérisation, il se forme davantage de réticulations multiples qu'au début.

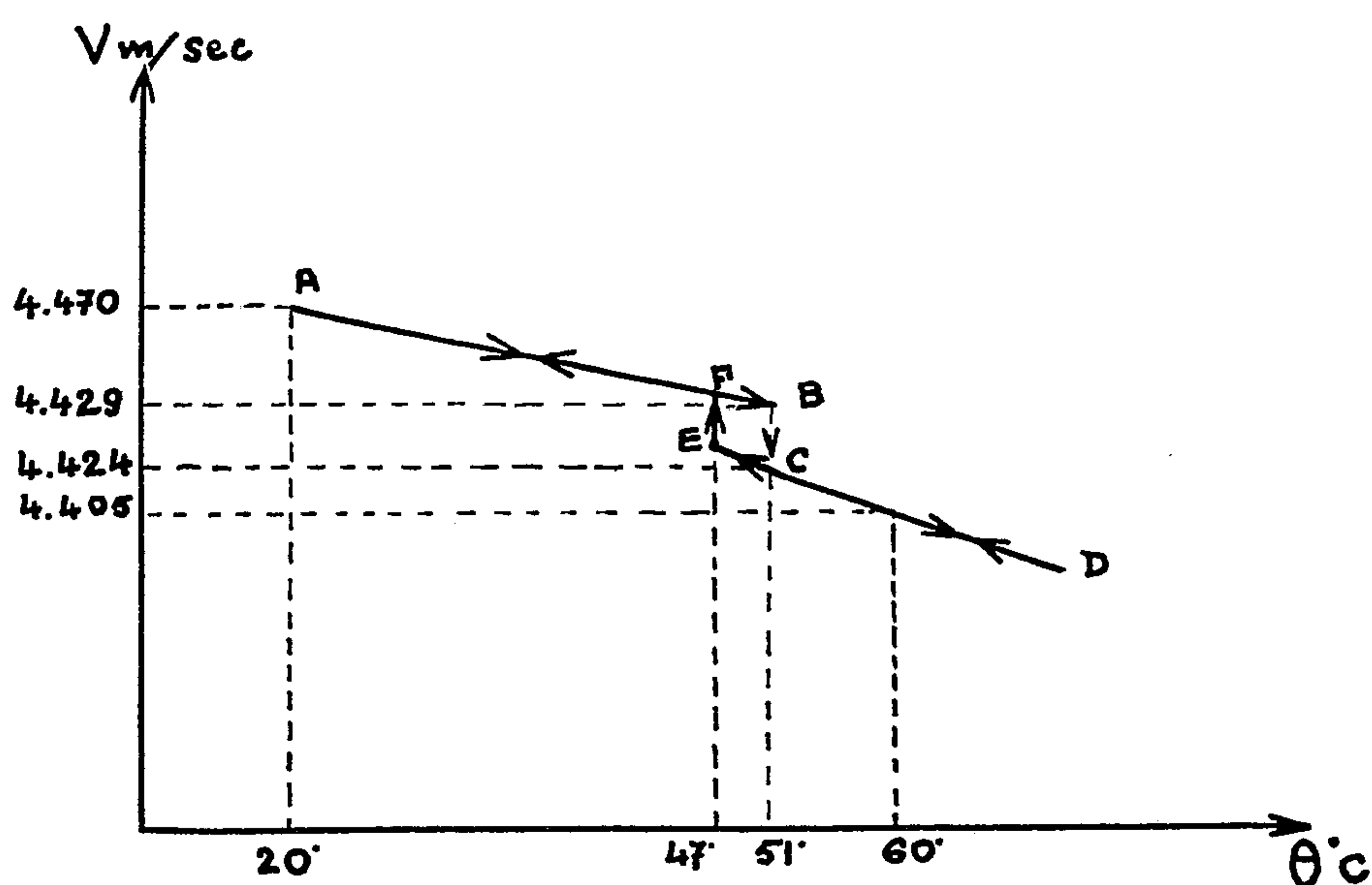
(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) F. LALAU-KERALY, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 1213.
(2) W. SIMPSON, *J. Soc. Chem. Ind.*, 65, 1946, p. 107.

(*O.N.E.R.A., Direction des Matériaux.*)

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Étude de la diffusion de la lumière par les ultrasons dans le sulfate de glycocolle.* Note (*) de M. **André Zarembovitch**, transmise par M. Louis Néel.

Un parallélépipède rectangle de sulfate de glycocolle, taillé suivant les axes de l'ellipsoïde des indices, a été posé sur un quartz piézoélectrique dont les vibrations étaient excitées à fréquence variable. Lorsque le parallélépipède entre en résonance, l'intensité de la figure de diffraction fournie par un faisceau de lumière parallèle tombant sur le cristal est maximale. La mesure des fréquences pour lesquelles cette condition est réalisée permet de déterminer la vitesse de propagation à 5 m/s près, et une variation de vitesse à 2 m/s près.



Vitesse de propagation de l'onde ultrasonore en fonction de la température.

Nous nous sommes borné à étudier la vitesse de propagation d'une onde longitudinale suivant l'axe ferroélectrique. Les résultats obtenus en fonction de la température sont indiqués sur la figure 1.

Lorsqu'on échauffe le cristal de la température ordinaire à 50° C, on décrit la droite AB.

Au-dessus de 50° C, on décrit, par élévation de température, la droite CD.

Un autre phénomène, qui nous semble important, se manifeste : au-dessous de 50° C la figure de diffraction est peu intense; son intensité augmente brusquement au-dessus de 50° C. Cela provient, sans doute, de ce qu'au-dessous de 50° C le cristal est ferroélectrique; il est constitué par une association de domaines qui provoque un amortissement consi-

dérable de l'onde ultrasonore. Nous disposons donc d'un dispositif expérimental nouveau permettant de mettre en évidence les domaines ferroélectriques et de suivre leur évolution.

Par refroidissement, les phénomènes sont plus compliqués, la droite DCE est décrite, et la figure de diffraction demeure intense; l'intensité de cette figure diminue brusquement en E et au bout de 24 h la vitesse est fournie par le point F. Par chute de température, on décrit ensuite la droite FA.

Il semble donc qu'il existe un retard à la transformation lorsque le cristal est refroidi en absence de champ électrique extérieur. Cela pourrait expliquer la discordance qui existe entre les valeurs théoriques et expérimentales de la chaleur spécifique au voisinage du point de transition (1).

(*) Séance du 4 avril 1960.
(1) HOSHINO, MITSUI, JONA et PEPINSKY, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1255.

(*Laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Réflexions sur l'interprétation théorique des réactions nucléaires catalysées.* Note de Mme **Simone Vuccino**, présentée par M. Louis de Broglie.

On discute la théorie proposée par plusieurs auteurs pour l'interprétation des réactions nucléaires catalysées. L'auteur démontre les faiblesses de la théorie qui assimile l'étude de la molécule mésique à celle de la molécule d'hydrogène. Des améliorations sont proposées pour le calcul avec une meilleure précision de la fonction d'onde nucléaire.

L. W. Alwarez et ses collaborateurs [1] ont observé pour la première fois une réaction nucléaire catalysée, dans une chambre à bulle contenant un mélange d'hydrogène et de deutérium, en présence de méson. Le méson joue le rôle de catalyseur, la réaction a lieu avec un dégagement d'énergie de 5,5 MeV.

Elle est exprimée par l'équation

$$p + d + \mu^- = {}^3\mathrm{He} + \mu^- + 5{,}5\ \mathrm{MeV}. \tag{1}$$

On suppose que le méson crée premièrement un atome mésique neutre ayant à peu près les dimensions d'un noyau; ce dernier en rencontrant un atome d'hydrogène forme l'ion mésique $(H_\mu D)^+$, dont les noyaux très rapprochés ont une certaine probabilité de fusion. L'interprétation théorique de ce phénomène a été proposée pour la première fois par J. D. Jackson [2] et par S. Gallone, G. M. Prosperi et A. Scotti [3].

Plus récemment S. Cohen, D. L. Judd et Riddel [4] ont fait une étude de la molécule mésique.

La probabilité de fusion des deux noyaux est exprimée par

$$\frac{1}{T} = A\,|F(0)|^2, \tag{2}$$

où T est la période de la réaction de fusion catalysée, et F (o) la fonction d'onde nucléaire du système pour $r = 0$, si l'on considère les noyaux ponctuels. Pour calculer la fonction d'onde nucléaire, les auteurs mentionnés plus haut se sont fondés sur la théorie de la molécule H_2, qui a été développée par différents auteurs [5], [6], [7]. C'est ainsi que les auteurs ont exprimé l'énergie mésique par le potentiel de Morse [8], corrigé pour $r = 0$ par le potentiel coulombien. On sait que d'après le théorème de Born-Oppenheimer [9] la fonction d'onde nucléaire $F_{e,n}(y)$ de la molécule d'hydrogène obéit à l'équation de la forme [9], [10]

$$\frac{-h^2}{8\pi^2}\sum_{j=A}^{N}\frac{1}{M_j}\Delta_j F_{e,n}(y) + U_e(y)F_{e,n}(y) = W_{e,n}F_{e,n}(y), \tag{3}$$

où

x et y symbolisent respectivement l'ensemble des électrons et des noyaux;

Y_j le groupe des coordonnées du $j^{\text{ième}}$ noyau;
e et n, respectivement l'ensemble des nombres quantiques, associés aux électrons et aux noyaux;
$F_{e,n}(y)$, la fonction d'onde nucléaire;
$U_e(y)$, le potentiel électronique qui correspond à chaque état quantifié des électrons, et dépend de la position des noyaux;
$W_{e,n}$, énergie totale du système.

La théorie montre qu'on peut utiliser pour le calcul de $U_e(y)$ le potentiel de Morse qui est de la forme

$$U(r) = D\{1 - e^{-a(r-r_e)}\}^2, \tag{4}$$

où r est la distance entre les noyaux, et r_e et D sont des constantes arbitraires.

Mais le domaine de validité du théorème de Born-Oppenheimer est soumis à une restriction : le procédé n'est vraiment valable que pour de très faibles amplitudes des mouvements nucléaires. Ce n'est pas le cas de la molécule mésique, en raison du rapport entre les masses des noyaux et celle du méson.

Pour calculer la fonction d'onde nucléaire $F'_{e,n}(y)$, J. D. Jackson de même que S. Gallone et coll. ont utilisé l'équation de l'oscillateur harmonique, dont le potentiel ressemble au voisinage du point d'équilibre de la molécule, au potentiel de Morse. Mais l'approximation harmonique n'est pas satisfaisante dans le cas de la molécule mésique, en raison des très petites distances entre les noyaux, au voisinage de $r = 0$.

Or, la probabilité de fusion est proportionnelle à $|F_{e,n}(0)|^2$. Les considérations de plus haut montrent qu'on devrait améliorer le calcul de la fonction d'onde nucléaire, de la molécule mésique, pour déduire la probabilité de fusion. L'amélioration de l'approximation de Born-Oppenheimer peut intervenir dans le sens de la diminution de l'énergie de la molécule, ce qui peut être important au cas où la molécule possède un seul état de vibration stable. On démontre [11] qu'on peut étendre le domaine de validité de l'approximation de Born-Oppenheimer, et tenir compte du mouvement des noyaux dans le système des particules. Au potentiel d'interaction s'ajoute alors un terme additif $\Delta U_n(y)$, qu'on peut considérer comme provenant du couplage entre les électrons (ou les mésons) et les noyaux et qui ne dépend que de l'état électronique considéré. On calcule l'énergie du système en appliquant la méthode de perturbation à l'équation

$$\frac{-h^2}{8\pi^2}\sum_{j=A}^{N}\left[\frac{1}{M_j}\Delta_j + U'_n(y) + \Delta U_n(y)\right]F'_{n,n}(y) = E_n F'_{n,n}, \tag{5}$$

où E_n est l'énergie totale du système associé à l'état moléculaire n et $F'_{n,n}$ la nouvelle fonction d'onde associée à l'état électronique n. Cette méthode

appliquée à l'étude de la molécule mésique peut permettre de calculer la fonction d'onde nucléaire avec une meilleure précision. En poussant le calcul pour se rapprocher le plus possible de la région où r tend vers zéro, on obtiendrait une fonction d'onde qui permettrait de raccorder le domaine moléculaire au domaine où les forces nucléaires sont dominantes.

La plus grosse difficulté réside dans le calcul de la fonction d'onde nucléaire au voisinage de $r = 0$.

A notre connaissance, il n'a été fait jusqu'ici aucune étude qui permette d'interpréter avec plus de précision les réactions nucléaires catalysées.

(1) ALWAREZ et coll., *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1127.
(2) J. D. JACKSON, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 330.
(3) S. GALLONE, G. M. PROSPERI et A. SCOTTI, *Il Nuovo Cimento*, 6, 1957, p. 168.
(4) S. COHEN, D. L. JUDD et RIDDEL, *Phys. Rev.*, 110, 1958, p. 1471.
(5) R. TELLER, *Z. Phys.*, 61, 1930, p. 438.
(6) EYRING, WALTER et KIMBALL, *Quantum Chemistry*, John Wiley, 1944.
(7) L. PAULING et E. B. WILSON, *Introduction to quantum mechanics*, Mac Graw Hill Book C°, 1935.
(8) P. M. MORSE, *Phys. Rev.*, 34, 1929, p. 57.
(9) M. BORN et J. R. OPPENHEIMER, *Ann. Phys.*, 84, 1927, p. 457.
(10) R. DAUDEL, *Les fondements de la Chimie théorique*, Gauthier-Villars, Paris, 1956.
(11) S. BRATOZ, *Calcul des fonctions d'onde moléculaire*, C. N. R. S., 1958, p. 127.

(*Institut des Hautes Études, 8, rue de Rome, Tunis.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Diffusion résonnante du rayonnement γ de 23,8 keV de $^{119}Sn^*$ émis sans recul.* Note (*) de MM. **Roland Barloutaud**, **Jean-Loup Picou** et **Christophe Tzara**, présentée par M. Francis Perrin.

Nous avons observé les photons réémis par ^{119}Sn après absorption résonnante de photons émis sans recul par $^{119}Sn^*$. La valeur du facteur de Debye-Waller, à environ 90° K, mesurée par cette méthode, est en bon accord avec celle mesurée par transmission.

De récentes expériences ont mis en évidence l'émission et l'absorption sans recul de photons par des noyaux liés dans un cristal. Cet effet découvert par Mössbauer ([1]) a été jusqu'à maintenant observé au moyen d'expériences de transmission à différentes températures. Nous avons étudié les rayonnements γ réémis après une absorption résonnante sans recul. Une telle expérience est en principe plus sensible qu'une expérience de transmission; en effet, les photons émis sans recul ne sont diffusés notablement que par interaction avec les électrons atomiques, les sections efficaces correspondantes étant généralement beaucoup plus petites que celles de la diffusion par résonance nucléaire.

Les meilleures conditions d'observation de ce processus sont obtenues lorsque :

1° La diffusion non résonnante est peu intense, c'est-à-dire aux grands angles où les divers facteurs de forme de la diffusion atomique sont petits.

2° La section efficace de diffusion résonnante, proportionnelle à $1/E^2(1+\alpha)$ est élevée (E étant l'énergie de la transition et α le coefficient de conversion).

3° Les facteurs de Debye-Waller, donnant la proportion des processus sans recul, sont grands.

Cette expérience a été faite avec le rayonnement γ de 23,8 keV de $^{119}Sn^*$ ([2]) dont le schéma de désintégration est représenté sur la figure 1. Ce noyau remplit assez bien les conditions ci-dessus et présente en outre l'avantage de n'émettre, à part le rayonnement γ intéressant, que les raies X de l'étain. Un écran de palladium dont la discontinuité K est située à 24,36 keV, absorbe sélectivement les X_K de l'étain sans atténuer fortement le rayonnement γ.

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 2. Les photons sont diffusés à 70 ± 5° par un cylindre d'étain enrichi en ^{119}Sn (71,5 %) maintenu à l'intérieur d'un cylindre en mylar de 0,07 mm d'épaisseur. Un écran de plomb masque complètement la source vue du cristal. L'ensemble source diffuseur se trouve à l'intérieur d'une boîte en polyéthylène expansé et peut être porté à une température voisine de celle de l'azote liquide.

Les mesures d'intensité des photons diffusés ont été effectuées à la température ambiante et à environ 90° K. La diffusion due à la matière

environnante a été déterminée par une expérience témoin faite sans diffuseur de ^{119}Sn. Les taux de comptage obtenus, corrigés de l'effet d'émission des X_K du palladium, sont respectivement :

$$N_{90^\circ K} = 13,9 \pm 1 \text{ par minute,}$$
$$N_{300^\circ K} = 4,65 \pm 0,7 \text{ par minute;}$$

d'où

$$\frac{N_{90}}{N_{300}} = 3 \pm 0,5.$$

Ces intensités peuvent s'exprimer en fonction des sections efficaces différentielles de diffusion résonnante et non résonnante $(d\sigma/d\omega)_r$ et

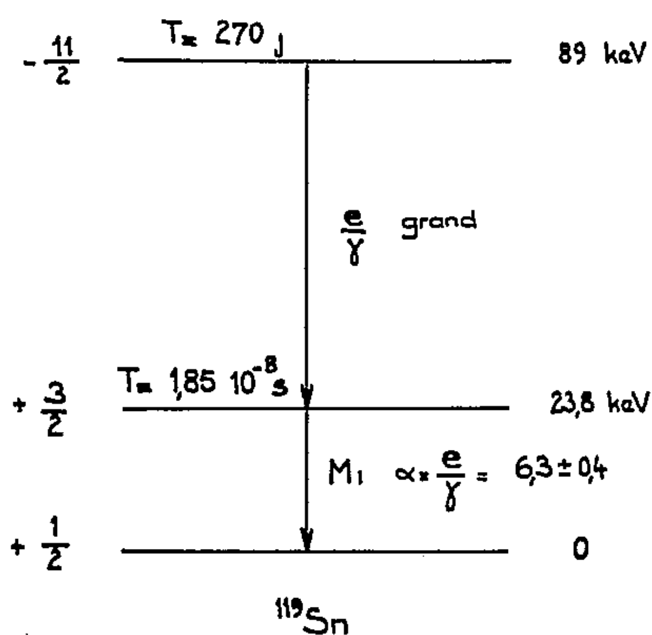
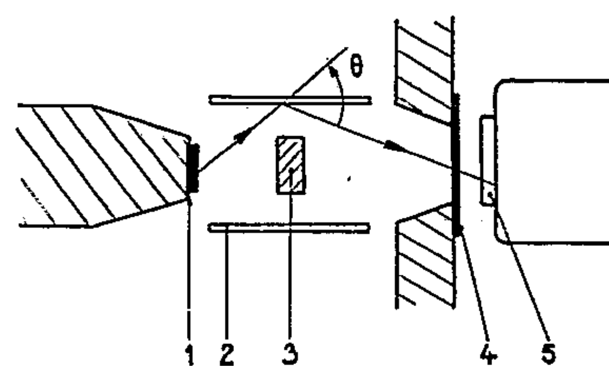


Fig. 1.



1. Source ^{119}Sn (30 mg/cm²)
2. Diffuseur ^{119}Sn (5 mg/cm²)
3. Écran de plomb
4. Écran de Pd (120 mg/cm²)
5. Scintillateur de NaI (Tl)

Fig. 2.

$(d\sigma/d\omega)_{n.r.}$ et de la proportion f_t du rayonnement γ émis ou absorbé sans recul à la température t en supposant que f_{300} est négligeable :

$$N_{300} \simeq n\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{n.r.} a_{n.r}$$
$$N_{90} \simeq (1 - f_{90})\, n\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{n.r.} a_{n.r.} + (f_{90} - \varepsilon_{90})\, S,$$

n est le nombre d'atomes d'étain par centimètre carré du diffuseur à l'incidence 35°, ε_{90} est l'autoabsorption résonnante de la source à 90° K. S est la probabilité pour qu'un photon sans recul soit diffusé par résonance dans la direction du cristal :

$$S = \frac{a_r}{\alpha + 1}\left[\frac{f_{90}}{2}(1 - \tau^2) + \left(1 - \frac{f_{90}}{2}\right)(1 - \tau)\right]\frac{\left(\dfrac{d\sigma}{d\omega}\right)_r}{\sigma_r}$$

τ étant la transmission des photons sans recul à travers l'écran à l'incidence de 35°; a_r et $a_{n.r.}$ sont les absorptions électroniques moyennes des photons diffusés dans les processus résonnants et non résonnants.

La section efficace des processus non résonnants $(d\sigma/d\omega)_{n.r.}$ a été déterminée à l'aide des facteurs de formes donnés dans ([3]); elle est égale à

19 barns/srad. La section efficace résonnante $(d\sigma/d\omega)_r$ a été calculée en supposant que la distribution angulaire des photons correspondait à une transition dipolaire magnétique pure et n'était pas atténuée par interaction quadrupolaire, une récente mesure [4] donnant une limite supérieure de 10^{-8} eV à $Q\, \partial^2 V/\partial z^2$. Elle est égale à 6 000 barns/srad. On déduit des résultats expérimentaux :

$$f_{90} = 0,30 \pm 0,07.$$

Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue par des mesures de transmission ($f_{90} = 0,32 \pm 0,015$) [4].

Il est possible d'augmenter le rapport N_{90}/N_{300} et d'améliorer ainsi la précision en opérant avec un diffuseur plus mince ($\sim$ 1 mg) et un angle de diffusion plus grand de façon à rendre pratiquement négligeable la diffusion non résonnante.

Cette méthode présente d'autres aspects intéressants. La distribution angulaire des photons diffusés est une source d'information sur le caractère de la transition et l'importance de l'interaction quadrupolaire; de plus l'étude des interférences entre les processus sans recul résonnants et non résonnants [5], [6] peut apporter une vérification de la cohérence dans la diffusion résonnante. Enfin, la raie de photons sans recul absorbés et réémis sans perte d'énergie est sensiblement plus étroite que la raie émise initialement par la source, la distribution en énergie est par exemple, pour une source et un diffuseur minces, de la forme $1/[(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4]^2$, conduisant à une raie de largeur à mi-hauteur 0,64 fois celle de la raie des photons avant diffusion.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) R. L. MÖSSBAUER, *Z. Physik*, 151, 1958, p. 124.

(2) R. BARLOUTAUD, E. COTTON, J.-L. PICOU et J. QUIDORT, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 319.

(3) A. K. COMPTON et S. K. ALLISON, *X-rays and experiment*, Van Nostrand, 2e éd. p. 781.

(4) Sous presse.

(5) A. KASTLER, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 509.

(6) C. TZARA et R. BARLOUTAUD (sous presse).

(*Centre d'Études nucléaires de Saclay.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Un spectrographe à haute résolution dans les champs magnétiques faibles. Double irradiation du nitrate d'ammonium.* Note (*) de MM. HENRI BENOIT et HENRI OTTAVI, présentée par M. Louis de Broglie.

On décrit un spectrographe fonctionnant à 12 kHz et utilisant un courant liquide initialement polarisé dans le champ élevé d'un électroaimant. On étudie ensuite le spectre de résonance magnétique nucléaire des protons d'une solution de nitrate d'ammonium dans l'eau et la double irradiation du noyau d'azote.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — *a. La circulation du liquide* [*fig.* 1, ([1])]. — Le liquide est refoulé par une pompe dans un réservoir de 500 cm³ placé dans l'entrefer d'un électroaimant où règne un champ magnétique $H_e = 7\,500$ G. Il sort de ce récipient par un tuyau de 30 mm² de section à une vitesse $v = 1$ m/s. Il traverse ensuite une ampoule de 30 cm³ placée à 3 m de l'électroaimant au centre d'un système de bobines de Helmholtz. Ces bobines créent un champ magnétique directeur H_0 d'environ 3 G. En utilisant des liquides dont le temps de relaxation T_1 est suffisamment long nous pouvons ainsi bénéficier de la polarisation initialement obtenue dans l'électroaimant, et détecter commodément la résonance magnétique nucléaire dans le champ magnétique H_0.

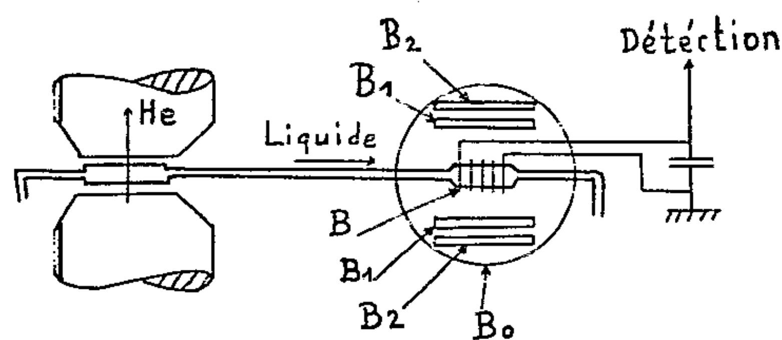


Fig. 1.

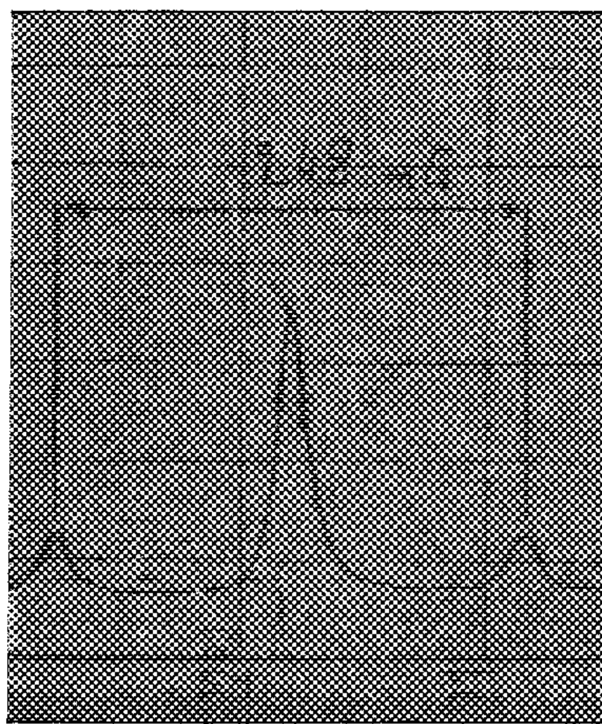


Fig. 2.

Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

H_e, champ de polarisation (7 500 G); B, bobine de réception de Bloch; B_1, B_1, bobines d'émission créant le champ h_1 à la fréquence $f_1 = 12$ kHz; B_2, B_2, bobines d'excitation créant le champ h_2; B_0, bobines d'Helmholtz créant le champ directeur $H_0 = 2{,}8$ G.

Fig. 2. — Enregistrement représentant les trois raies de résonance des protons d'une solution aqueuse de NO_3NH_4 à une fréquence de 12 kHz.

b. Le spectrographe. — Le spectrographe est d'un type classique. Nous utilisons des bobines de Bloch. La bobine de réception est placée direc-

tement sur l'ampoule où séjourne le liquide, sa surtension est d'environ 50. Les bobines d'émission créant un champ h_1 perpendiculaire à H_0 sont constituées par deux cadres rectangulaires de 7 sur 14 cm disposés perpendiculairement à la bobine de réception. Un réglage mécanique permet d'ajuster cette orthogonalité.

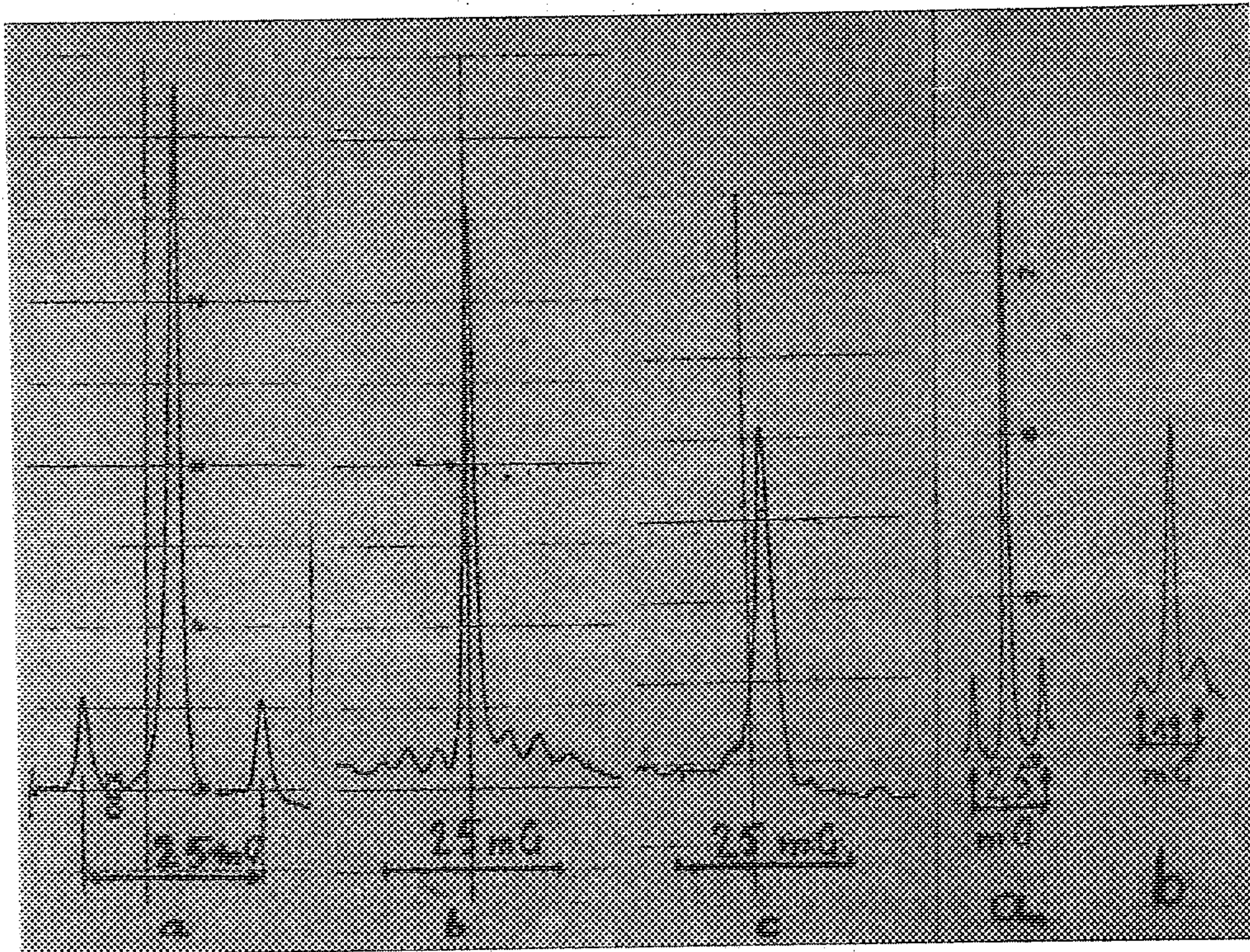


Fig. 3. Fig. 4.

Fig. 3. — Enregistrements représentant le spectre des protons en présence d'un champ h_2 réglé à la fréquence de résonance f_N des noyaux d'azote et d'amplitude h_2.
a. $h_2 = 0$; *b.* $h_2 = 0{,}15$ G; *c.* $h_2 = 0{,}3$ G.

Fig. 4.

a. Spectre des protons pour $h_2 = 0$.
b. Spectre des protons pour $h_2 = 0{,}3$ G, fréquence $f_2 = f_N - 97 = 770$ Hz.

Les bobines d'émission sont alimentées par un oscillateur à quartz travaillant à la fréquence fixe $f_1 = 12$ kHz, la bobine de réception est incorporée dans un circuit accordé à la fréquence de 12 kHz. La tension aux bornes de la bobine est amplifiée par un amplificateur sélectif AOIP. Cette tension est ensuite hétérodynée directement à 12 kHz [2] au moyen d'un pont à diodes Westinghouse G 500; cet étage est suivi d'un amplificateur continu et d'un millivoltmètre enregistreur.

Nous disposons en plus d'une deuxième paire de bobines d'excitation coaxiales aux bobines d'émission, et qui sont utilisées pour les expériences de double irradiation.

Nous balayons le champ magnétique directeur H_0 au moyen d'une deuxième paire de bobines de Helmholtz. Le courant de balayage est fourni par un amplificateur continu qui est attaqué par une tension en dents de scie obtenue grâce à un rotapot faisant un tour par minute.

2. Double irradiation du nitrate d'ammonium [(3) et (4)]. — Nous utilisons une solution concentrée de nitrate d'ammonium dans l'eau, dont la préparation a été déjà décrite [(5) et (6)].

La figure 2 représente les raies de résonance ainsi obtenues. Nous constatons l'amélioration notable du rapport signal/bruit obtenu par ce mode de détection en comparaison avec les résultats de (5). La mesure de l'écart entre les deux raies extrêmes donne

$$\mathcal{J} = 24{,}8 \pm 0{,}5\,\text{mG},$$

valeur en bon accord avec les résultats déjà obtenus (7).

Nous avons aussi entrepris des expériences de double irradiation en créant avec le deuxième jeu de bobines d'excitation un champ alternatif h_2 à une fréquence f_2 voisine de la fréquence de résonance du noyau d'azote $f_N = f_1 (\gamma_N/\gamma_P) = 867$ Hz.

La figure 3 montre la disparition progressive des raies latérales lorsque l'amplitude du champ magnétique h_2 croît, sa fréquence f_2 étant égale à la fréquence de résonance f_N des noyaux d'azote.

La figure 4 montre le resserrement lorsque le champ h_2 est d'une amplitude notable mais décalé de la fréquence f_N des noyaux d'azote.

Ces résultats sont en accord avec les prévisions de Bloom et Schoolery. Mais en plus il y a un déplacement Bloch-Siegert de l'ensemble du spectre, déplacement considérable à cause de la faible valeur du champ magnétique directeur, effet qui sera étudié en détail dans une publication ultérieure. Ce déplacement entraîne un élargissement notable de la raie de résonance et une diminution correspondante de l'amplitude à cause de l'inhomogénéité du champ h_2.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) H. Benoit, H. Ottavi et P. Grivet, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1985.
(2) G. Béné, R. Exterman et J. M. Rocard, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 887.
(3) A. L. Bloom et N. J. Shoolery, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 1261.
(4) L. W. Anderson et F. M. Pipkin, *Phys. Rev.*, 116, 1959, p. 87.
(5) H. Benoit et H. Ottavi, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 83.
(6) R. A. Ogg, *Discussion Faraday Soc.*, 17, 1954, p. 215.
(7) J. M. Rocard, *Thèse*, Paris, 1958.

(*Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité de la Sorbonne*, B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Maser à résonance nucléaire en champ très faible.* Note (*) de M. **Jacques Hennequin**, présentée par M. Louis de Broglie.

On utilise un maser d'un type déjà décrit ([1]), mais avec un électroaimant spécialement étudié qui a permis d'observer l'auto-oscillation dans un champ de 60 mG. Grâce à une méthode d'échantillon tournant, cette oscillation a été obtenue à une fréquence de 2,1 kHz avec un circuit oscillant sans réaction de surtension égale à 26.

Description de l'électroaimant. — Il doit répondre à deux impératifs : d'une part, fournir un champ de polarisation élevé dans un grand volume, d'autre part, présenter un champ de fuite aussi réduit que possible. La seconde condition est réalisée à l'aide d'une culasse très fermée et d'assez grandes dimensions. Le volume extérieur est un cylindre de 52 cm de diamètre et 42 cm de hauteur. L'entrefer a 20 mm d'épaisseur et 143 mm de diamètre.

Le champ dans l'entrefer, mesuré à la bobine tournante, peut atteindre 25 kG mais le champ de fuite à 2 m de l'axe de révolution dans le plan de symétrie vaut alors 65 mG. Il n'est plus que de 2 mG au même point pour 20 kG dans l'entrefer. C'est pourquoi nous utilisons l'électroaimant à cette dernière valeur.

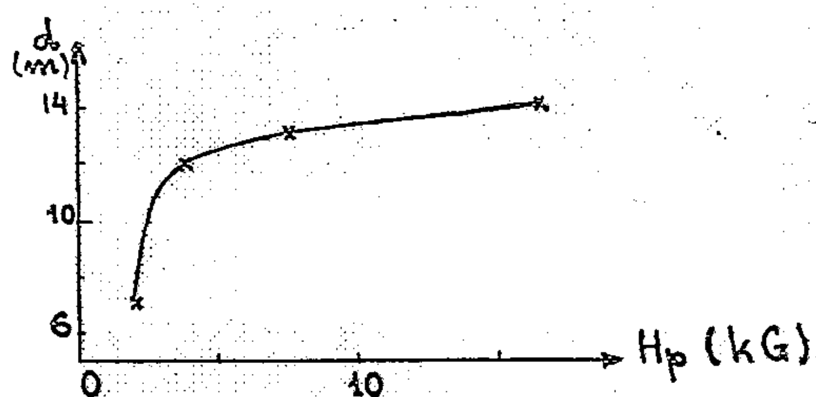


Fig. 1.

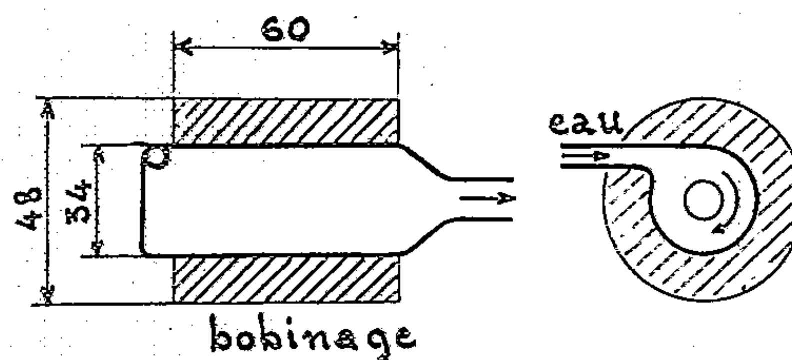


Fig. 2.

Fig. 1. — Valeur maximale de la distance d de la sonde de résonance à l'électroaimant pour laquelle l'oscillation maser a pu être observée en fonction du champ H_p dans l'électroaimant.

Fig. 2. — Schéma de la bobine B_2.

Performances du dispositif maser. — Nous avons cherché à augmenter la distance d de la sonde de résonance à l'électroaimant pour diminuer, d'une part, la valeur du champ de fuite, d'autre part, la perturbation du champ directeur par la seule présence du fer en absence de tout courant d'excitation ([1]). Les résultats sont fournis par la figure 1 donnant la valeur maximale de d pour laquelle l'oscillation du type maser peut être obtenue en fonction du champ de polarisation.

Nous avons également cherché à diminuer le champ directeur $\vec{H}_0 = \vec{H}_t + \vec{H}$, $\vec{H}_t$ étant le champ terrestre dans le laboratoire, et $\vec{H}$ fourni par des bobines

d'Helmholtz. Quand H=0, la fréquence d'oscillation du maser $f = 1\,730$ Hz correspond à $H_t = 407$ mG. Quand $\vec{H}$ est vertical ascendant, et qu'on augmente le courant qui le crée, f diminue, passe par un minimum f_m puis croît de nouveau; f_m a lieu pour $\vec{H} = -\vec{V}_t$, composante verticale de H_t. La valeur $f_m = 710$ Hz donne $V_t = 370$ mG et une composante horizontale de 167 mG. Enfin quand $\vec{H}$ est dans la direction de $\vec{H}_t$, mais de

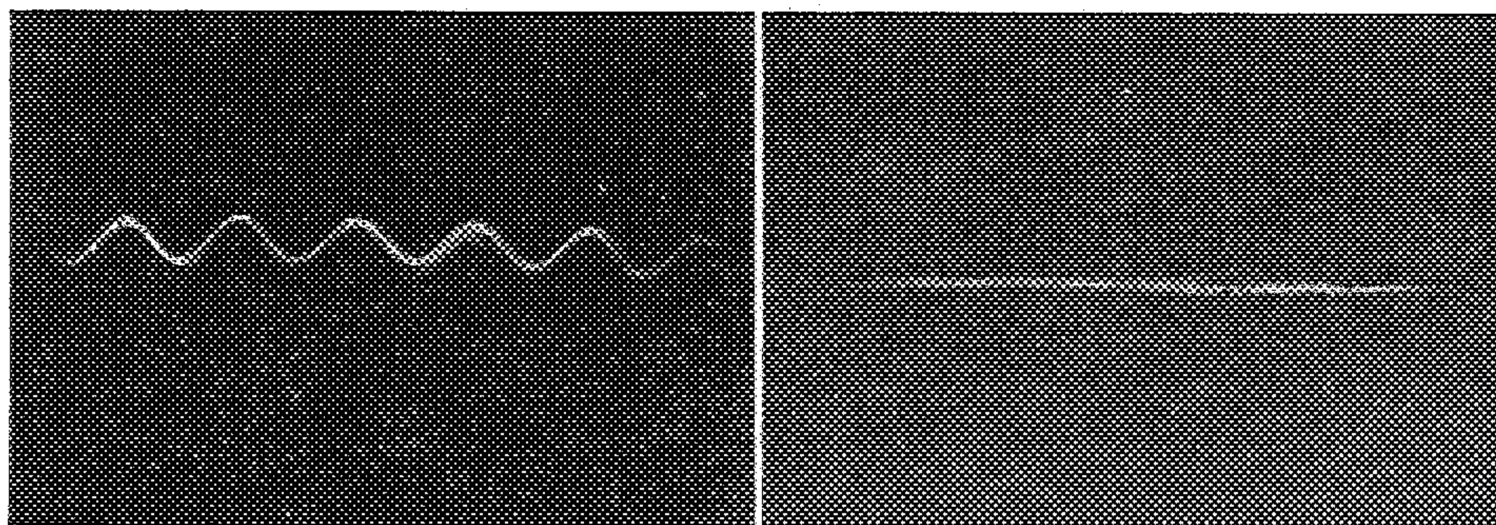


Fig. 3 *a*. Fig. 3 *b*.

a. Oscillation du maser à 2,1 kHz sans multiplicateur de Q : Q_t du circuit 26; tension sur la bobine 0,23 mV eff.

b. Bruit correspondant en l'absence d'oscillation.

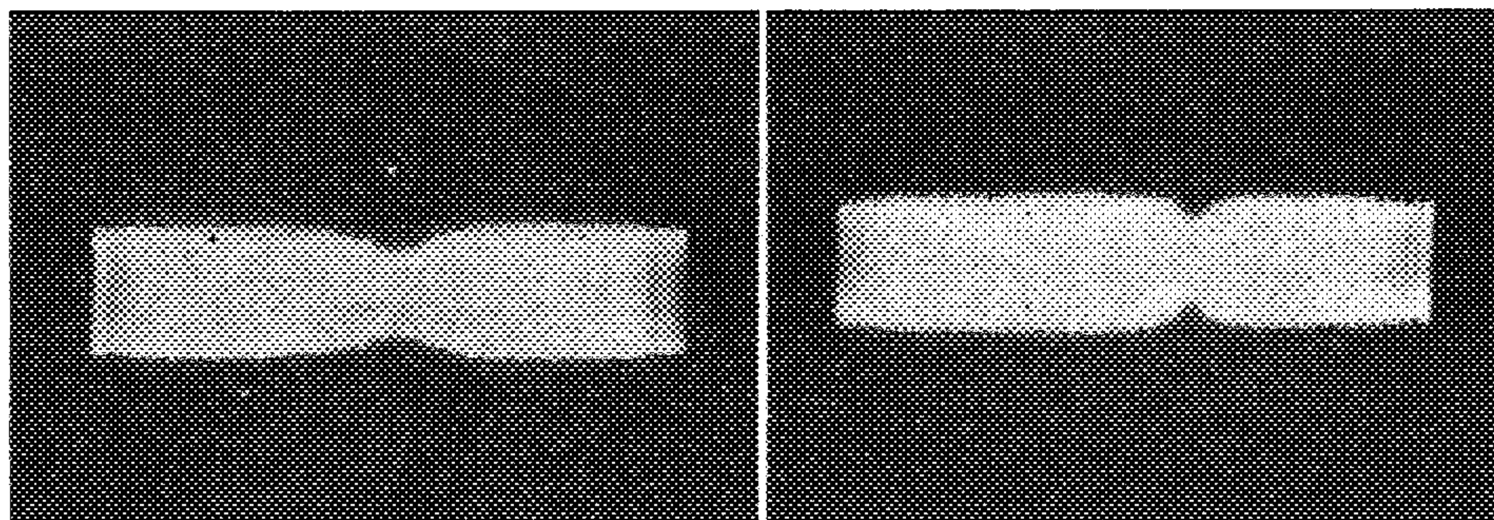


Fig. 4 *a*. Fig. 4 *b*.

Fig. 4. — Signal d'absorption avec balayage en champ de 6 mG.
a. Bobine B_1 : Q = 80 (avec réaction).
b. Bobine B_2 : Q = 26 (surtension naturelle).
T_2^* mesuré à partir de la largeur de raie à mi-hauteur en tenant compte de l'amortissement par rayonnement cohérent ([3]) vaut 0,1 s en *a* et 0,3 s en *b*.

sens contraire, le fonctionnement en maser a été observé jusqu'à $f = 255$ Hz soit $H_0 = 60$ mG pour une distance *d* de 4 m.

Toutes ces expériences ont été réalisées avec une bobine B_1 pour laquelle l'arrivée de liquide se fait suivant l'axe.

Méthode d'échantillon tournant. — Nous avons remplacé la bobine B_1 par une bobine B_2 représentée sur la figure 2. L'arrivée d'eau se faisant

perpendiculairement à l'axe, la vitesse v du liquide fait tourner ce dernier à l'intérieur de la bobine, provoquant un effet de moyenne sur le champ H_0, selon la méthode de Bloch ([2]). Avec une orientation convenable de l'axe de B_2 dans le plan horizontal, nous avons pu obtenir l'oscillation du maser avec la surtension naturelle $Q = 26$, sans aucune réaction électronique, à une fréquence de 2 100 Hz. Les figures 3, *a* et *b*, montrent le signal obtenu.

Avec la bobine B_1 dans la même position et dans le même champ, la surtension limite d'accrochage était $Q_l = 80$. Les figures 4 *a* et *b*, montrent le signal d'absorption pour les deux bobines B_1 et B_2 respectivement, avec le même rapport Q/Q_l dans les deux cas. La hauteur des signaux est ainsi la même ([3]), mais la raie est trois fois plus étroite en *b* qu'en *a*. Cette augmentation de T_2^* correspond bien à la diminution observée de

$$Q_l = \frac{1}{2\pi\eta\gamma\, T_2^* \,|\, M_0 \,|}.$$

Ce résultat est particulièrement intéressant à un double point de vue. D'une part, il permet de supprimer le bruit introduit par le multiplicateur de Q et nous étudions en collaboration avec Renard, un amplificateur maser à très faible bruit en basse fréquence. D'autre part, l'augmentation de T_2^* diminue fortement l'entraînement de fréquence

$$f - f_0 = \frac{1}{1 + \frac{\omega_0 T_2^*}{2Q}} (f_c - f_0);$$

f et f_c désignant respectivement la fréquence du maser et la fréquence propre du circuit oscillant et f_0 valant $\gamma H_0/2\pi$. Dans notre expérience, $\omega_0 T_2^*/2Q$ vaut 75. On voit ainsi le grand intérêt de la rotation du liquide dans l'utilisation du maser pour la mesure des champs magnétiques : l'entraînement de fréquence est divisé par 9.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) H. Benoit, P. Grivet et H. Ottavi, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1985; H. Benoit et J. Hennequin, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1991.

([2]) F. Bloch, *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 496.

([3]) H. Benoit, *J. Phys. Rad.*, 1960 (sous presse).

(*Laboratoire d'Électronique et Radioélectricité de la Sorbonne*, B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude de l'équilibre de la formation d'hémiacétals par les éthanols et éthanals chlorés.* Note (*) de MM. **Albert Kirrmann** et **Jean Cantacuzène**, présentée par M. Paul Pascal.

La constante d'équilibre K de formation des hémiacétals a été déterminée par l'absorption dans l'ultraviolet en solution diluée. Dans le cyclohexane, K diminue quand la substitution chlorée dans l'alcool augmente. K augmente pour les aldéhydes mono et dichloré, mais non pour le chloral. Dans le dioxanne, l'augmentation de K persiste pour le chloral.

L'addition d'alcools aux aldéhydes, analogue à leur hydratation, a fait l'objet de travaux précis dans quelques exemples simples, surtout en présence d'un grand excès d'alcool ([1]). Pourtant la réaction n'a pas été examinée dans des conditions d'équilibre clairement défini, non perturbé par des phénomènes accessoires. Il nous a paru utile de préciser les données sur la réaction de l'éthanol avec l'acétaldéhyde et de rechercher l'influence de substitutions chlorées dans l'un et l'autre des réactifs.

Soit la constante d'équilibre K = [hémiacétal]/[aldéhyde] [alcool]. On pouvait saisir des valeurs significatives de K en évitant l'association des alcools, c'est-à-dire en travaillant avec des concentrations faibles, inférieures à 0,05 moles/l et en choisissant un solvant non polaire tel que le cyclohexane. Certaines valeurs de K ont été de plus déterminées dans le dioxanne. La technique de dosage a été l'absorption dans l'ultraviolet de la bande d'aldéhyde voisine de 300 mμ.

Les résultats de nos mesures sont résumés dans les tableaux I et II. La température a été de 22° C ± 1°. On exprime les concentrations en moles de soluté par mole de solvant, de façon à obtenir une expression de K sans dimension; ainsi la comparaison de K dans des solvants différents est possible. La constance de K a été vérifiée par variation des concentrations initiales.

TABLEAU I.

Solvant cyclohexane.

Données spectrales ultraviolettes.			K.			
λ_{max} (mμ).	ε.		CH_3CH_2OH.	CH_2ClCH_2OH.	$CHCl_2CH_2OH$.	CCl_3CH_2OH.
290	17	CH_3CHO	90 ± 10	36 ± 4	∼ 0	∼ 0
297,5	35	CH_2ClCHO	2400 ± 350	420 ± 45	130 ± 14	50 ± 7
301,5	39	$CHCl_2CHO$	12 500 ± 1 400	1 200 ± 140	400 ± 40	115 ± 16
290	38	CCl_3CHO	13 000 ± 1 400	1 200 ± 140	290 ± 20	55 ± 9

On observe une diminution régulière de la valeur de K lorsque les atomes de chlore s'accumulent dans l'alcool. C'est vrai quel que soit l'aldéhyde. Le sens de cette variation est celui de la basicité de l'oxygène alcoolique tel qu'il résulte des expériences de l'un d'entre nous ([2]), ([3]).

C'est donc cette propriété qui l'emporte sur l'effet de l'acidité des alcools, exactement comme dans leur association [3]. Dans cette diminution de réactivité des alcools chlorés, l'importance de l'effet stérique est faible par rapport à celle de l'effet inductif du chlore; ceci ressort de la comparaison entre butanol-1 et monochloroéthanol opposés au dichloroéthanal : on trouve $K = 10\,200 \pm 1\,400$ dans le premier cas alors que $K = 1\,200 \pm 140$ dans le second.

Dans la molécule d'aldéhyde par contre, l'introduction de chlore favorise la formation d'hémiacétals, comme on l'avait observé pour les hydrates [4], [5]. Mais un fait est inattendu, qui n'avait pas été signalé jusqu'ici. C'est l'existence d'une saturation de cet effet quand on atteint le troisième atome de chlore. L'augmentation de stabilité de l'hémiacétal du chloral est douteuse ou nulle pour les alcools les plus efficaces. Elle fait même place à une diminution franche pour les alcools di- et trichloré.

Une étude cinétique sommaire nous a montré que la vitesse d'hémiacétalisation diminuait fortement quand la substitution chlorée augmente dans l'alcool, et quand on passe du dichloroéthanal au chloral. Dans le cas du chloral, les alcools agissent avec une lenteur et une irrégularité telle qu'on aboutit à un faux équilibre; cela est surtout net avec les alcools di- et trichloré. Il a été alors nécessaire d'ajouter une petite quantité de gaz chlorhydrique pour catalyser les réactions. Cela explique une valeur de K variable et trop faible dans un exemple antérieurement étudié dans des conditions expérimentales voisines des nôtres [6]. Par ailleurs, on a récemment indiqué [7] que la réaction d'hydratation du chloral dans le dioxanne était autocatalytique; la valeur de la constante d'hydratation, incidemment donnée, diffère de la nôtre et est nettement plus forte.

Lorsqu'on emploie le dioxanne comme solvant (tableau II), les vitesses des réactions diminuent, et l'on pourrait s'attendre à une diminution franche des valeurs de K : la formation de complexes alcool-dioxanne par liaisons hydrogène pourrait soustraire des molécules d'alcool à l'action des aldéhydes; mais le calcul indique qu'il y a une certaine compensation entre la formation des complexes alcool-dioxanne et hémiacétal-dioxanne. Au total, les liaisons hydrogène avec le solvant ne doivent modifier qu'assez peu les valeurs de K. Ainsi la réaction entre chloral et éthanol fournit sensiblement la même valeur pour K dans le dioxanne et le cyclohexane. Par contre, la réaction entre éthanol et éthanal est caractérisée dans le dioxanne par une valeur $K = 70 \pm 10$ plus faible que dans le cyclohexane. De même pour la réaction entre éthanol et dichloroéthanal, la valeur de K est bien plus faible dans le dioxanne (tableaux I et II).

De ce fait même, l'anomalie du chloral disparaît dans le dioxanne, et c'est ce qu'il y a de plus frappant. On peut y voir un argument contre l'effet dominant des phénomènes stériques pour expliquer l'anomalie du chloral dans le dioxanne. L'évolution des vitesses de réaction montre néanmoins leur intervention.

Dans le dioxanne il était possible de confronter les formations d'hémiacétals et d'hydrates. L'hydrate de chloral apparaît comme étant nettement plus stable que celui du dichloroéthanal. Le parallélisme avec l'éthanol est donc très net.

TABLEAU II.

Solvant dioxanne.

Données spectrales ultraviolettes.			K.	
$\lambda_{max.}$ (mμ).	ε.		CH_3CH_2OH.	HOH.
297	40	$CHCl_2CHO$	3 800 ± 700	950 ± 170
290	39,5	CCl_3CHO	12 000 ± 2 400	7 700 ± 350

L'ordre de réactivité des aldéhydes di- et trichloré change donc selon le solvant employé. Le chloral, anormalement peu réactif dans un solvant inerte, n'est pas perturbé par un solvant à électrons non engagés. On peut attribuer ce comportement du chloral à des effets perturbateurs intramoléculaires intenses et le rapprocher de nos observations sur les spectres ultraviolets ([8]). Il existerait une même influence de l'environnement, qu'il soit intramoléculaire ou intermoléculaire; pour le chloral l'influence perturbatrice de l'environnement intermoléculaire ne se ferait plus sentir en raison du fort effet de champ interne, dû aux trois atomes de chlore en α du groupe C=O, et dont un au moins est parallèle à ce groupe.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) W. HEROLD, *Z. Electroch.*, 38, 1932, p. 633.
(2) J. CANTACUZÈNE, M. MARTIN et coll., *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1474.
(3) J. CANTACUZÈNE, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2356.
(4) P. FEDERLIN, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 44.
(5) C. BLOCH et P. RUMPF, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 619.
(6) O. GRABOWSKY et HEROLD, *Z. Phys. Chem.*, B 28, 1935, p. 290.
(7) E. PFEIL, H. STACHE et F. LOMKER, *Ann. Chem.*, 623, 1959, p. 81.
(8) A. KIRRMANN et J. CANTACUZÈNE, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 1968.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude potentiométrique des acides carboxyméthylcelluloses.* Note (*) de M. **Michel Boutteny**, présentée par M. Paul Pascal.

Les acides carboxyméthylcelluloses sont des acides polymères, dont le motif monomère peut contenir théoriquement trois groupements carboxyméthyles ionisables ($\delta = 3$). Mais ces dérivés fortement substitués sont difficiles à préparer, ce qui explique l'absence d'études relatives aux acides qui contiennent plus d'un groupement ionisable par motif celloglucane. Nous avons préparé ([1]) trois acides contenant respectivement 1,68, 2,03 et 2,61 ([2]) groupements ionisables par unité celloglucane, puis nous avons étudié leur titrage potentiométrique.

Rappelons que l'étude du titrage potentiométrique (courbes $pH = f(\alpha)$ des acides polymères a montré que leur pK,

$$pK = pH + \log\frac{1-\alpha}{\alpha} \tag{I}$$

augmente avec leur degré d'ionisation α ([3]). Cette augmentation du pK expérimental a été atribuée aux interactions réciproques entre les groupements ionisables voisins sur une même chaîne de l'acide polymère. Des considérations théoriques ([4]), ([5]) qui généralisent les conceptions de Bjerrum ([6]) sur l'ionisation des diacides, s'accordent pour représenter cet effet par une relation de la forme :

$$pK = pK_0 + f(\psi_\alpha), \tag{II}$$

où pK_0 est le pK des groupements ionisables de l'acide en l'absence d'interactions et $f(\psi_\alpha)$ est une fonction du potentiel électrostatique de surface de l'ion α-ionisé, ψ_α. Or, quand α tend vers zéro, le potentiel électrostatique de surface de l'ion tend également vers zéro et la relation (II) montre que le pK tend vers pK_0. Il en résulte que l'extrapolation des valeurs expérimentales de pK pour α tendant vers 0 permet de déterminer le pK_0 des acides polymères. En utilisant cette méthode, Pals et Hermans ([7]) ont trouvé pour un acide carboxyméthylcellulose contenant 0,56 groupement ionisable par motif celloglucane $pK_0 = 3,45$.

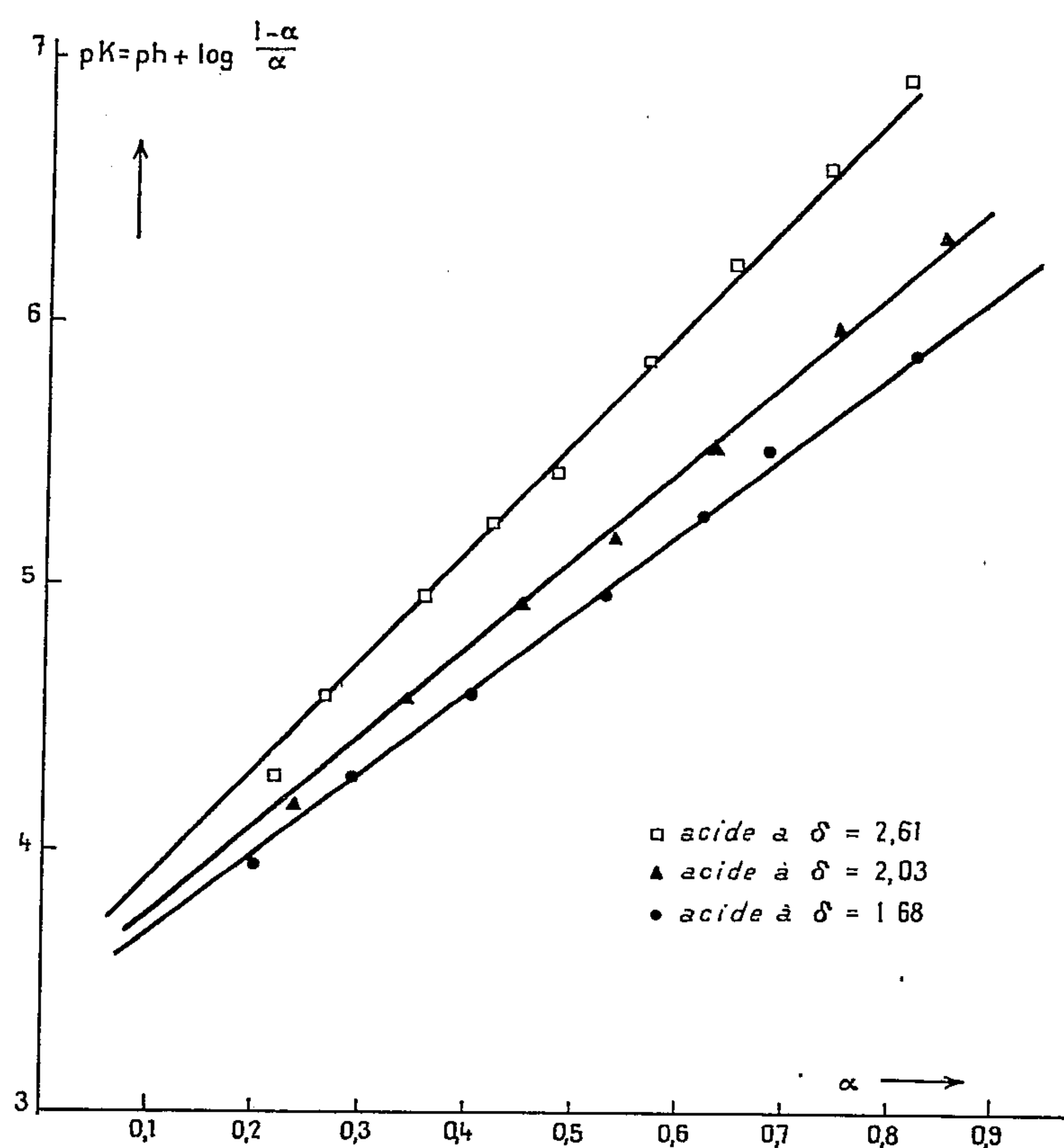
Par ailleurs, les données expérimentales du titrage potentiométrique sont très souvent représentées par une relation empirique de la forme

$$pH = pK_m - n\log\frac{1-\alpha}{\alpha}, \tag{III}$$

où $pK_m > pK_0$ et $n > 1$ sont des constantes arbitraires mais qui permettent de représenter convenablement les résultats expérimentaux. Dans le cas où le motif monomère de l'acide contient plusieurs groupements

ionisables plus rapprochés que l'espacement moyen des groupements ionisables entre deux motifs monomères successifs, le titrage potentiométrique met en évidence plusieurs domaines d'acidité ([8]), ([9]). Chacun de ces domaines est alors susceptible d'être représenté convenablement par une relation du type III à deux constantes arbitraires.

Ce rappel succinct des travaux récents sur les acides polymères montre l'intérêt que présentait l'étude potentiométrique des acides carboxyméthyl-



celluloses, contenant plusieurs groupements ionisables par unité cello-glucane.

L'étude du titrage potentiométrique des trois acides carboxyméthyl-celluloses a été effectuée par une méthode identique à celle décrite par Pals et Hermans ([7]). Toutes les mesures ont été exécutées à 25° C sur des solutions très diluées en acide (0,0023 N), en présence de chlorure de sodium (0,0038 N) et après dégazage des solutions par un courant d'azote.

Résultats. — La figure ci-dessus représente les valeurs expérimentales du pK en fonction de α.

Il est intéressant de remarquer que l'extrapolation des trois courbes pour α tendant vers 0 conduit à $pK_0 = 3{,}40$, valeur voisine de celle déterminée par Pals et Hermans. D'autre part, nous avons vérifié que les résultats expérimentaux que nous avons trouvés pour chaque acide ne peuvent être repré-

sentés convenablement que par une seule relation du type III, ce qui implique l'existence d'un seul domaine d'acidité.

Ces résultats montrent :

1° que le pK_0 déterminé par Pals et Hermans est bien une constante intrinsèque des acides carboxyméthylcelluloses ($pK_0 = 3,45$);

2° que dans tous les acides carboxyméthylcelluloses la distance qui sépare les groupements ionisables les plus proches doit être approximativement la même, que ceux-ci appartiennent à un même motif celloglucane ou soient portés par deux motifs celloglucanes successifs. Ce résultat n'est pas incompatible avec la formule spatiale de la cellulose.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) M. Bouttemy, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(2) Il s'agit ici d'une répartition topochimique des groupements carboxyméthyles et leur nombre, δ, peut prendre toutes les valeurs intermédiaires possibles entre o et 3.

(3) *Voir* sur cette question la mise au point de P. Doty, G. Ehrlich, *Annual of Rev. of Phys. Chem.*, 3, 1952, p. 81.

(4) J. Overbeek, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, 57, 1948, p. 252.

(5) A. Katchalsky et J. Gillis, *Rec. trav. chim.*, 68, 1949, p. 879.

(6) N. Bjerrum, *Z. Physik. chem.*, 106, 1923, p. 219.

(7) D. Pals et J. Hermans, *Rec. trav. chim.*, 71, 1952, p. 513.

(8) J. Ferry, D. Udy et coll., *J. Coll. Sc.*, 6, 1951, p. 429.

(9) E. Garrett et R. Guile, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 4533.

CHIMIE PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Étude d'une préparation de copolymères en blocs polystyrène, polyméthacrylate de méthyle.* Note (*) de MM. **Marc Leng** et **Paul Rempp**, transmise par M. Gabriel Foëx.

En utilisant la méthode de Szwarc nous avons préparé des copolymères en blocs de poids moléculaires supérieurs à 200 000; une étude physique et chimique nous a permis de caractériser la forme et la composition des produits obtenus.

Par polymérisation ionique, en phase homogène, il est possible d'obtenir des polymères dicarbanions qui, dans certaines conditions, restent réactifs et sont notamment susceptibles d'initier la polymérisation d'un autre monomère. On peut ainsi arriver à préparer des copolymères du type B - - B - - BA - - A - - AB - - B - - B.

Nous avons utilisé le styrène pour former le polymère dicarbanion, le méthacrylate de méthyle étant le deuxième monomère.

La méthode employée est celle décrite par Szwarc [1]. L'initiateur est un complexe disodique du tétramère de l'α-méthylstyrène en solution dans le tétrahydrofuranne [2].

Les deux monomères, exempts d'inhibiteurs et séchés sur Cl_2Ca, sont distillés deux fois sur sodium. De plus, le méthacrylate de méthyle est dégazé, puis, toujours sur sodium, distillé par paroi froide.

L'initiateur est ajouté, à basse température et en atmosphère inerte, à une solution de styrène dans le tétrahydrofuranne. La polymérisation s'effectue rapidement et l'on obtient une solution rouge de polystyrène α-ω-dicarbanion. Après une demi-heure, la polymérisation peut être considérée comme terminée et l'on procède à l'addition du méthacrylate de méthyle. Ce monomère est ajouté très lentement de façon à éviter des variations de la température du milieu réactionnel qui est de l'ordre de — 78° C. En effet, des essais systématiques ont montré que certaines réactions parasites s'effectuant sur les fonctions esters du polyméthacrylate de méthyle, ont lieu dès que la température s'élève.

Les rendements en polystyrène sont voisins de 100 %. Les taux de polymérisation du méthacrylate de méthyle sont beaucoup plus faibles.

Avant l'addition du méthacrylate de méthyle, une partie de la solution du polystyrène α-ω-dicarbanion est prélevée. Quelques gouttes de méthanol désactivent le « polymère vivant ».

Nous disposions donc en principe chaque fois de deux polymères formés du même squelette polystyrène, mais aux extrémités de l'un des deux, avaient été greffées deux chaînes de polyméthacrylate de méthyle.

Il importait de vérifier que le squelette du polystyrène dans le copolymère était bien identique à celui du polystyrène prélevé. Dans ce but, nous avons étudié nos produits par diffusion de la lumière, en solution benzénique. Dans ce solvant, l'incrément d'indice du polyméthracrylate de méthyle est pratiquement nul. En tenant compte de la teneur en méthacrylate de méthyle

du copolymère, déterminée par analyse organique et par indice de réfraction, on peut calculer la masse moléculaire du polystyrène dans le copolymère et la comparer à celle du polystyrène prélevé. Les valeurs sont en bon accord à la précision expérimentale (4 %). Nous pouvons donc dire que nous avons des corps de la forme B - - B - - B - - A - - A - B - - B - - B.

Résultats.

N°.		M_w.	Pourcentage en MMA.
242.	Polystyrène prélevé	$9,3 . 10^5$	7
	Copolymère	$1,03 . 10^6$	
255.	Polystyrène prélevé	$2,94 . 10^5$	20
	Copolymère	3, 5 »	
270.	Polystyrène prélevé	2,25 »	23
	Copolymère	3 »	
306.	Polystyrène prélevé	6,85 »	40
	Copolymère	11, 5 »	

Une étude, par précipitation fractionnée, nous a permis de déterminer la composition de nos produits et la forme même de la courbe est caractéristique des copolymères ([3]). Le produit est dissous dans un mélange à volumes égaux de benzène et de chlorobenzène. A des quantités égales de solution, on ajoute des volumes croissants de précipitant (éther de pétrole). Le précipité est recueilli par centrifugation. La courbe est tracée en portant en ordonnée le poids de précipité, en abscisse le rapport γ du volume de précipitant au volume de la solution plus celui du précipitant. Le polyméthacrylate de méthyle précipite d'abord, puis le copolymère, enfin le polystyrène. Le pourcentage d'homopolymère polyméthacrylate de méthyle est ou nul ou très faible, par contre le pourcentage de polystyrène homopolymère est de l'ordre de 50 %, ce qui peut être attribué, soit à la présence d'impuretés désactivantes dans le milieu réactionnel, soit à la désactivation spontanée des carbanions méthacrylate de méthyle déjà signalée dans la littérature ([4]) et en cours d'étude au laboratoire.

Différents auteurs ont déjà préparé par cette méthode des copolymères en blocs-polystyrène, polyméthacrylate de méthyle, mais de poids moléculaire faible (inférieur à 100 000). Or notre but étant l'étude de la morphologie en solution de copolymères séquencés par diffusion de la lumière, il nous fallait pouvoir disposer de produits de masses moléculaires beaucoup plus élevées, ce qui nous a amenés à améliorer cette méthode de polymérisation.

(*) Séance du 4 avril 1960.
([1]) M. Szwarc, *Nature*, 178, 1956, p. 1168-1169.
([2]) P. Rempp et V. Volkov, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1055.
([3]) I. Mita, *Thèse de doctorat*, Université de Strasbourg, novembre 1959.
([4]) M. Szwarc et A. Rembaum, *J. Pol., Sc.*, 22, 1956, p. 189.

(*Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.*)

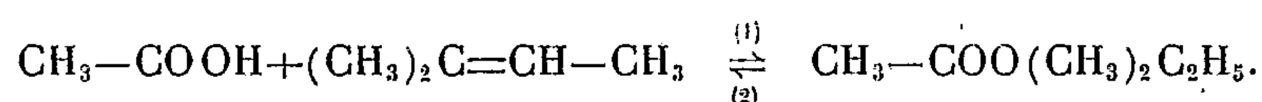
CHIMIE GÉNÉRALE. — *Action des acides organiques sur les alcènes.* Note (*) de M. **André Chablay**, présentée par M. Louis Hackspill.

On sait que les esters d'alcools tertiaires se préparent, entre autres, par addition des acides organiques sur les carbures monoéthyléniques, en présence de catalyseurs, et que la réaction conduit à un équilibre. C'est cet équilibre que nous nous sommes proposé d'étudier, mais en l'absence de tout catalyseur, en utilisant, tout d'abord, l'acide acétique et le triméthyléthylène.

La formation des esters d'alcools tertiaires par action des acides organiques sur les alcènes est connue depuis longtemps. Menschutkine (1), étudiant la décomposition de l'acétate d'amyle tertiaire par la chaleur, suppose, sans parler d'équilibre, qu'il y a également action de l'acide acétique sur le triméthyléthylène. Konowalow (2), un peu plus tard, étudie l'équilibre entre l'amylène et les acides chloracétiques, et donne, de la constante, des valeurs peu reproductibles d'une expérience à l'autre. Tous les travaux ultérieurs ont eu pour but la préparation pratique de l'ester en présence de catalyseurs divers; seul R. Altschul (3) a entrepris une étude détaillée de l'équilibre, mais à basse température (25 et 35° C), en présence de quantités variables d'acide sulfurique comme catalyseur, et de dioxanne comme solvant.

Nous nous sommes donc proposé d'étudier l'équilibre proprement dit en l'absence de tout catalyseur.

On sait que réagissent particulièrement bien les oléfines dont un des atomes de carbone doublement lié est tertiaire, et notre choix s'est porté sur le système double suivant, en raison de la facilité d'accès aux matières premières :



$$CH_3-COOH+(CH_3)_2C{=}CH-CH_3 \underset{(2)}{\overset{(1)}{\rightleftharpoons}} CH_3-COO(CH_3)_2C_2H_5.$$

L'acide acétique a été purifié par cristallisations successives, le triméthyléthylène préparé selon Piaux et Bourguel (4), l'acétate de diméthyléthylcarbinol par action de l'anhydride acétique sur le carbinol correspondant. Ces produits présentent les caractéristiques suivantes :

	F(°C).	$\acute{E}_{760}$(°C).	
Acide acétique	16,67	117,6	-
Triméthyléthylène	-	37,3- 37,7	n_D^{20} 1,3869
Acétate d'amyle tertiaire	-	123,6-124	n_D^{14} 1,4015

Nous avons opéré en petits tubes scellés, à 175 ± 1° C, en proportions rigoureusement équimoléculaires, l'espace vide étant réduit au minimum, les déterminations se ramenant à un simple dosage acidimétrique. Nous

donnons les résultats sous forme de tableau, préférable à un graphique, à cause des difficultés d'échelle :

Temps (jours)	1.	2.	10.	20.	30.	50.	110.	160.
Ester formé (%) (Réaction 1)	1,46	1,46	2,23	2,26	2,36	-	3,27	3,6
Ester restant (%) (Réaction 2)	5,9	5,3	5,2	5,3	-	5	-	-

Ces résultats montrent que la réaction ne présente pas une évolution aussi précise que l'estérification classique, probablement du fait de la relative stabilité des alcènes à la chaleur (polymérisation, déplacement de la liaison éthylénique). Nous avons dû opérer à température relativement élevée pour atteindre la limite dans un temps raisonnable; cette limite est beaucoup plus longue à atteindre dans le sens (1) que dans le sens (2); notons qu'un essai à 125° nous a donné, en 200 jours, une limite très nette de 4,1 dans le sens (1); dans le sens (2), dans les mêmes conditions, la quantité d'ester décomposé n'était que de 92 %.

En conclusion, il semble raisonnable d'admettre que, dans les conditions ci-dessus, et pour le système étudié, l'équilibre est réalisé lorsque la proportion d'ester atteint 4 %; x_l désignant la quantité d'ester à la limite, la constante

$$K = \frac{x_l}{(1 - x_l)^2}$$

a pour valeur 0,043 pour $x_l = 0,04$, valeur de la limite pour le système étudié.

Nous nous proposons, d'une part, d'étendre cette étude à d'autres systèmes réversibles, d'autre part, d'étudier la décomposition, par la chaleur, de certains esters d'alcools tertiaires.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) *B.*, 15, 1882, p. 2512.

(2) *Z. Phys. Chem.*, 2, 1888, p. 380.

(3) *Am. Soc.*, 68, 1946, p. 2605.

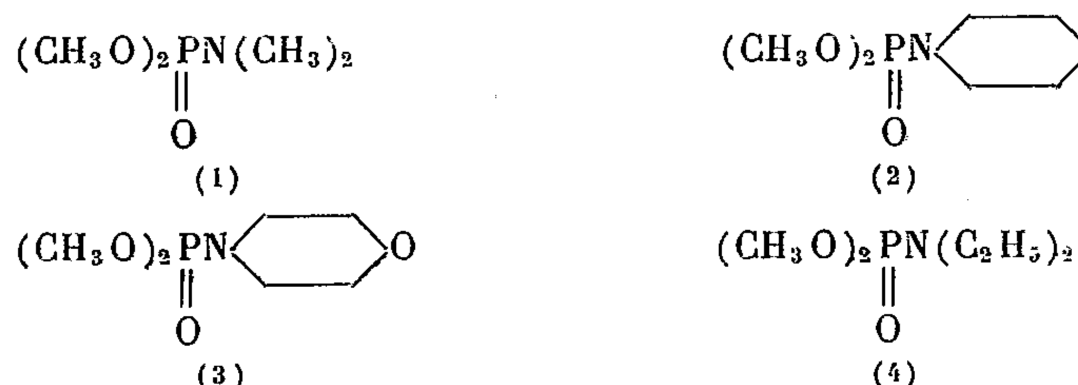
(4) *Bull. Soc. Chim.*, 51, 1932, p. 1050.

(*Laboratoire d'Enseignement de Chimie, Travaux pratiques de Chimie générale, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique.* Note (*) de MM. **Thuong Nguyen Thanh** et **Mohamed Sélim**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont étudié l'influence de la température sur la vitesse d'hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique.

Dans une précédente publication ([1]) nous avons étudié l'influence du pH sur les constantes de vitesse d'hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique en acide diméthylphosphorique.



Nous avons montré que la réaction d'hydrolyse de ces dérivés était du premier ordre et que la constante de vitesse d'hydrolyse était sensiblement proportionnelle à la concentration en ions H^+.

Influence de la température sur les constantes de vitesse d'hydrolyse. — Nous avons effectué l'hydrolyse des quatre dérivés (1), (2), (3) et (4) à pH 2,8 à 28, 38, 47 et 58°,8 et du dérivé (1) à quatre pH : 2,35, 2,8, 3,25 et 3,8 et aux quatre températures indiquées plus haut pour chaque pH.

Les hydrolyses ont été effectuées dans des conditions identiques à celles que nous avons indiquées dans notre précédente publication; les temps sont comptés en secondes.

Tableau I.

pH.	C_0.	$10^5 K_1^{I}$.	$10^5 K_1^{II}$.	$10^5 K_1^{III}$.	$10^5 K_1^{IV}$.	$\log K_1$.	$\log K_1^{II}$.	$\log K_1^{III}$.	$\log K_1^{IV}$.
2,35...	M/20	26,8	45,2	73,2	130	−3,571 87	−3,344 86	−3,135 49	−2,886 06
2,8....	M/50	12	17,2	28,5	56,8	−3,920 82	−3,764 47	−3,545 16	−3,245 65
3,25...	M/50	3,8	6,45	11,2	19,1	−4,420 22	−4,190 44	−3,950 78	−3,718 97
3,8....	M/50	1,03	2,02	3,49	6,14	−4,871 6	−4,694 65	−4,457	−4,211 83

K_1^{I}, K_1^{II}, K_1^{III} et K_1^{IV} sont respectivement les constantes d'hydrolyse du dérivé (1) à 28, 38, 47 et 58°,8.

Si nous portons $\log K_1^{I}$, $\log K_1^{II}$, $\log K_1^{III}$ et $\log K_1^{IV}$ en fonction du pH (courbes I, II, III et IV de la figure 1) nous obtenons des droites parallèles ayant des pentes sensiblement égales à — 1 : l'influence du pH sur les logarithmes des constantes de vitesse d'hydrolyse est donc la même pour les différentes températures auxquelles nous avons opéré.

TABLEAU II.

Température (°C).	$10^5 K_1$.	$10^5 K_2$.	$10^5 K_3$.	$10^5 K_4$.	Log K_1.	Log K_2.	Log K_3.	Log K_4.	1/T.
28.....	12	3,02	1,125	0,232	−9,028 02	−10,407 67	−11,395 16	−12,973 94	$3,322.10^{-3}$
38.....	17,2	5,37	1,995	0,476	−8,668 02	− 9,832 10	−10,822 29	−12,255 26	3,215 »
47.....	28,5	9,01	3,68	0,485	−8,163 02	− 9,314 59	−10,210 02	−11,755	3,124 »
58,8...	56,8	14,7	7,1	1,95	−7,473 39	− 8,825 08	− 9,552 84	−10,845 1	3,014 »

K_1, K_2, K_3 et K_4 sont respectivement les constantes de vitesse d'hydrolyse des dérivés (1), (2), (3) et (4) à pH 2,8.

Log K sont exprimées en logarithmes népériens.

1/T est l'inverse de la température absolue.

Les variations de Log K_1, Log K_2, Log K_3 et Log K_4 en fonction de 1/T sont représentées par des droites (I), (II), (III) et (IV) de la figure 2. Les constantes de vitesse d'hydrolyse sont très sensibles aux variations de la température et elles varient avec celle-ci conformément à la loi d'Arrhénius.

$$\text{Log}\, K = a - \frac{Q}{RT},$$

a, constante d'action; Q, énergie d'activation; R, constante des gaz parfaits; T, température absolue.

La pente des droites qui représentent Log K en fonction de 1/T est égale à — Q/R : elle dépend de la nature de l'amine et reste constante pour un même produit à différents pH comme le montre le parallélisme des droites (I), (II), (III) et (IV) de la figure 3.

TABLEAU III.

Température (°C).	$10^5 K_1^{I}$.	$10^5 K_1^{II}$.	$10^5 K_1^{III}$.	$10^5 K_1^{IV}$.	Log K_1^{I}.	Log K_1^{II}.	Log K_1^{III}.	Log K_1^{IV}.	1/T.
28......	26,8	12	3,8	1,03	−8,224 52	−9,028 02	−10,177 93	−11,483 37	$3,322.10^{-3}$
38......	45,2	17,2	6,45	2,02	−7,701 83	−8,668 02	− 9,648 85	−10,809 83	3,215 »
47......	73,2	28,5	11,2	3,49	−7,219 73	−8,163 02	− 9,097 01	−10,263 03	3,125 »
58,8....	130	56,8	19,1	6,14	−6,645 40	−7,473 39	− 8,563 24	− 9,698 11	3,014 »

K_1^{I}, K_1^{II}, K_1^{III} et K_1^{IV} sont respectivement les constantes d'hydrolyse du dérivé (1) aux pH 2,35, 2,8, 3,25 et 3,8.

L'énergie d'activation Q et la constante d'activation a des différents dérivés étudiés peuvent être calculées à partir des relations

$$\text{Log}\, K_T = a - \frac{Q}{RT}, \qquad \text{Log}\, K_{T+x} = a - \frac{Q}{R(T+X)}$$

ou

$$\text{Log}\, K_{T+x} - \text{Log}\, K_T = -\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T+x} - \frac{1}{T}\right), \quad \text{d'où} \quad Q = \frac{RT(T+x)}{x}(\text{Log}\, K_{T+x} - \text{Log}\, K_T),$$

$$R = 1,989 \text{ cal.} (°K)^{-1}.\text{mole}^{-1}.$$

Si nous faisons le calcul entre 28 et 58,8° C ou 301 et 331,8° K :

$$Q = \frac{1,989.301.331,8}{30,8} (\mathrm{Log}\, K_{331,8^\circ K} - \mathrm{Log}\, K_{301^\circ K}) \text{ cal/mole.}$$

Connaissant Log K_T (tableau II), on tire Q et *a*. Le tableau IV donne les valeurs de Q et de *a* ainsi calculées.

TABLEAU IV : $(CH_3O)_2PNR_2$ (avec =O sur P).

$-NR_2$	Q (cal/mole).	*a*.
$-N(CH_3)_2$	10 020	7,71
—N⟨ ⟩	10 200	6,63
—N⟨ ⟩O	11 880	8,45
$-N(C_2H_5)_2$	13 730	9,96

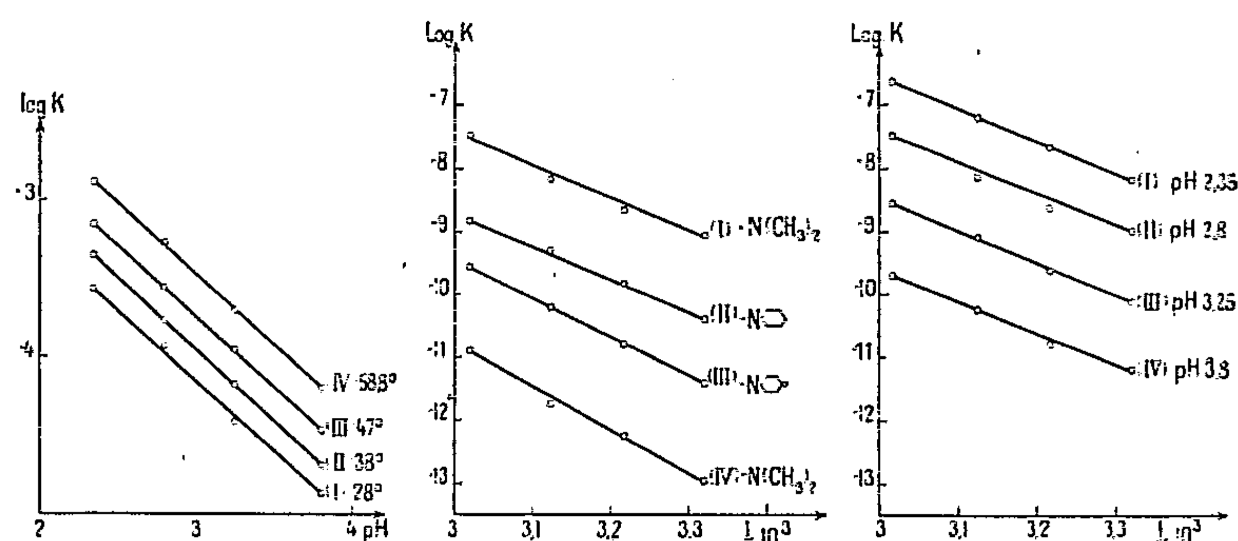


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Fig. 1. — (I), (II), (III), (IV), courbes représentatives de log K_1^I, log K_1^{II}, log K_1^{III}, log K_1^{IV}, en fonction du pH de $(CH_3O)_2PN(CH_3)_2$ (avec =O sur P).

Fig. 2. — (I), (II), (III) et (IV), courbes représentatives de Log K_1, Log K_2, Log K_3 et Log K_4 en fonction de 1/T.

Fig. 3. — (I), (II), (III), (IV), courbes représentatives de Log K_1^I, Log K_1^{II}, Log K_1^{III} et Log K_1^{IV}, en fonction de 1/T de $(CH_3O)_2PN(CH_3)_2$ (avec =O sur P).

En résumé, dans l'étude de l'hydrolyse des amides du diester méthylique de l'acide orthophosphorique, nous avons montré que la liaison azote-phosphore s'hydrolysait la première, que la réaction était du premier ordre, que la constante de vitesse d'hydrolyse était sensiblement proportionnelle à la concentration en ions H^+ et qu'elle variait avec le temps conformément à la loi d'Arrhénius.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) M. SÉLIM et THUONG NGUYEN THANH, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2377.

(*Laboratoire de Pharmacologie de la Faculté de Médecine.*)

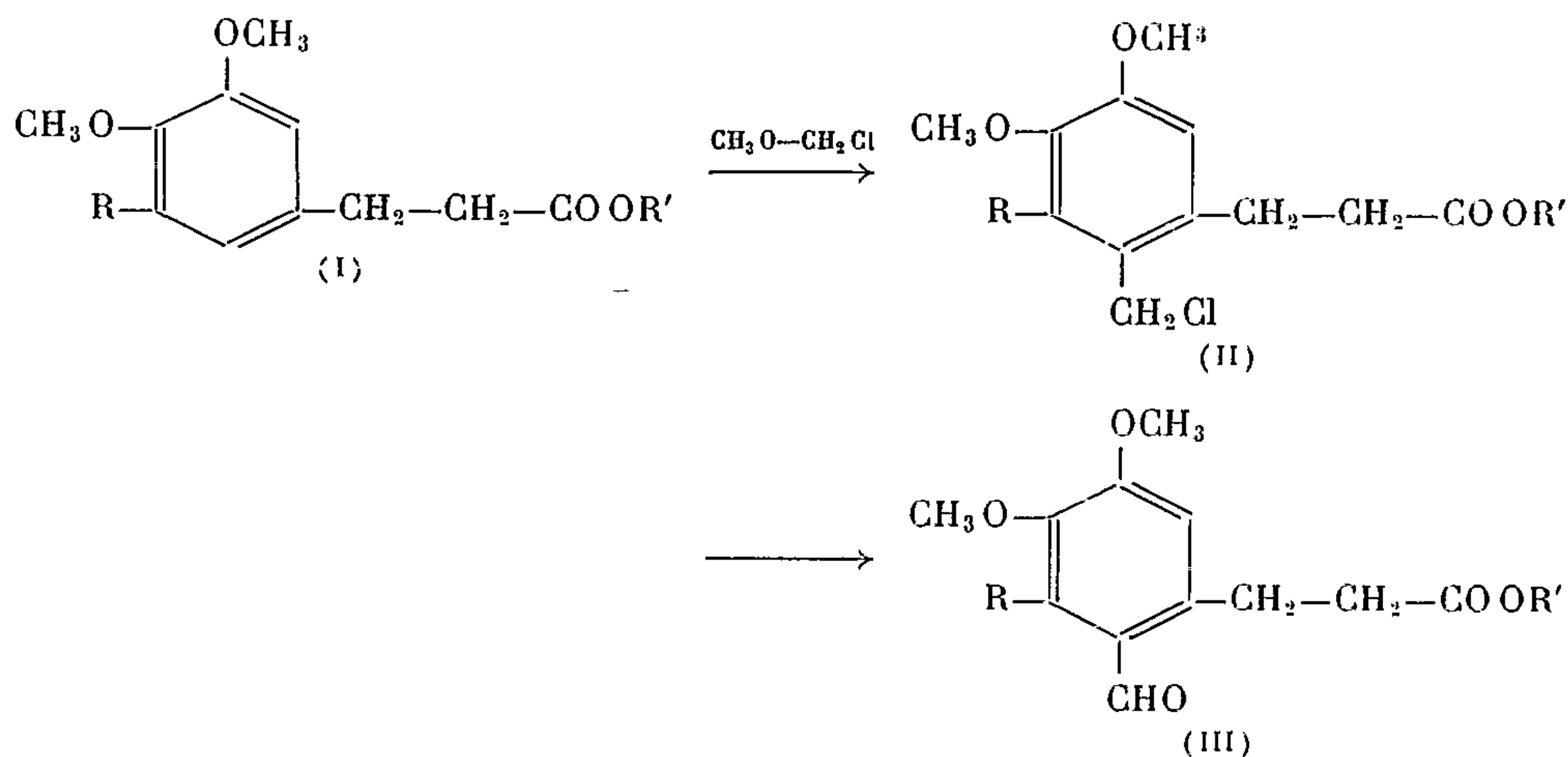
CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de dérivés orthoformylés des acides diméthoxy-3.4 phénylpropionique et triméthoxy-3.4.5 phénylpropionique.* Note (*) de Mme **Raymonde Durand-Dran**, Mlle **Marie Lecocq** et M. **Raymond Quelet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le procédé utilisé consiste à chlorométhyler ces acides ou leurs esters par condensation avec l'oxyde de méthyle chloré; on passe ensuite aux aldéhydes par mise en œuvre de la réaction de Sommelet.

Dans le but de les utiliser pour accéder à des composés polycycliques nous avons recherché une méthode de synthèse des dérivés orthoformylés des acides diméthoxy-3.4 phénylpropionique et triméthoxy-3.4.5 phénylpropionique.

On pouvait penser que ces acides ou leurs esters se prêteraient aux réactions de formylation directe, en raison de l'existence en para de l'une des fonctions éther-oxyde phénolique, d'une position libre favorable aux substitutions électrophiles. En fait, tous les essais que nous avons tentés dans cette voie en utilisant successivement divers modes opératoires décrits dans la littérature se sont soldés par des échecs.

Pour obtenir les aldéhydes cherchés nous avons dû passer par l'intermédiaire des dérivés orthochlorométhylés que nous avons pu préparer dans de bonnes conditions (Rdt 60 à 80 %) par action à température ordinaire de l'oxyde de méthyle monochloré sur les acides ou leurs esters en présence d'acide acétique. La transformation en aldéhyde s'effectue le mieux par action de l'hexaméthylène tétramine dans les conditions de la réaction de Sommelet [1].



1. Dérivés de l'acide diméthoxy-3.4 phénylpropionique (I, R=R'=H). — Ce composé, F 96-97°, a été préparé par hydrogénation sur nickel de Raney de l'acide diméthoxy-3.4 cinnamique obtenu lui-

même par la réaction de Perkin à partir de l'aldéhyde vératrique ([2]). Son ester éthylique est un liquide $\acute{E}_{0,2}$ 125-130° qui se solidifie par refroidissement et fond à 13° ([3]).

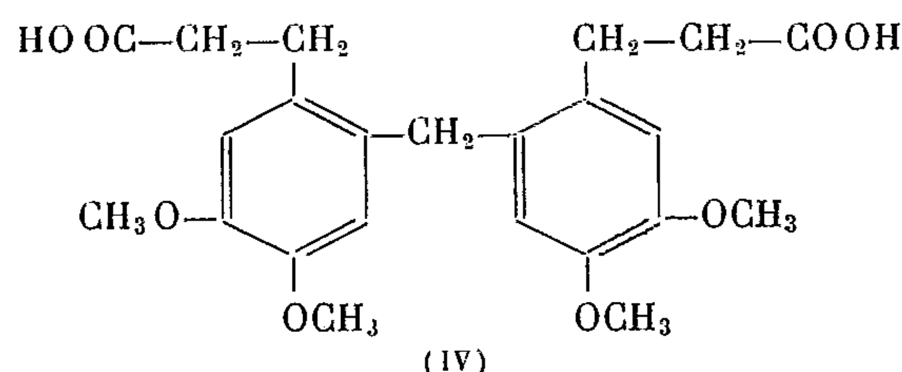
Acide chlorométhyl-2 diméthoxy-4.5 phénylpropionique $C_{12}H_{15}O_4Cl$ (II, R=R'=H). — La réaction de chlorométhylation s'effectue à la température ordinaire en abandonnant au repos pendant 24 h le mélange d'acide diméthoxy phénylpropionique : 52 g (1/4 mole) et d'éther chlorométhylique : 50 g (deux fois et demi la quantité théorique) en solution dans l'acide acétique cristallisable (55 ml). La masse cristalline qui s'est séparée est essorée et lavée; on obtient ainsi un chlorure qui présente d'emblée un haut degré de pureté. Du filtrat, on peut isoler encore par les traitements habituels une certaine quantité de produit. Après recristallisation ($CHCl_3$ ou CCl_4) le dérivé chlorométhylé fond à 88° pour se resolidifier en donnant un produit F 144°.

Analyse : $C_{12}H_{15}O_4Cl$, calculé %, C 55,70; H 5,85; Cl 13,71; trouvé %, C 55,39; H 5,81; Cl 13,29.

Ester éthylique (II, R=H, R'=C_2H_5). — Il s'obtient comme le composé précédent en remplaçant l'acide diméthoxy-3.4 phénylpropionique par son ester éthylique; c'est un solide F 85°.

Dans ces réactions de chlorométhylation il se forme toujours une certaine proportion du dérivé du diphénylméthane provenant de la condensation du chlorure benzylique formé dans le premier stade sur une deuxième molécule de produit initial. La proportion de ce composé croît avec le temps; pour cette raison il importe d'opérer avec un excès d'éther chlorométhylique et de ne pas prolonger le contact au-delà de 24 h.

Dans la première préparation on a pu isoler le tétraméthoxy-4.5.4'.5' bis (*n*-propyloïque)-2.2' diphénylméthane (IV); cristaux (benzène) F 110°.



(IV)

Analyse : $C_{23}H_{28}O_8$, calculé %, C 63,87; H 6,53; trouvé %, C 63,98; H 6,46.

Acide formyl-2 diméthoxy-4.5 phénylpropionique $C_{12}H_{15}O_5$ (III, R=R'=H). — Cet aldéhyde acide est obtenu en chauffant à l'ébullition pendant 2 h le mélange d'acide chlorométhylé (1 mole) et d'hexaméthylène (2 moles) dans l'alcool à 60°. On neutralise ensuite par HCl, reprend par l'eau et extrait au chloroforme. F 134-135° (Rdt 70 %).

Analyse : $C_{12}H_{15}O_5$, calculé %, C 60,49; H 5,92; trouvé %, C 60,45; H 6,10.

Semicarbazone F 240°.

Ester éthylique (III, R=H, R'=C_2H_5). — Liquide $É_{0,001}$ 125°, il donne une dinitro-2.4 phénylhydrazone F 190°.

2. DÉRIVÉS DE L'ACIDE TRIMÉTHOXY-3.4.5 PHÉNYLPROPIONIQUE. — Cet acide, F 105° (I, R=OCH_3, R'=H), a été préparé selon le procédé indiqué par H. Rapoport et J. E. Campon ([4]) à partir de l'éther triméthylique de l'aldéhyde gallique. Son ester éthylique s'obtient avec un rendement de 90 % en saturant par HCl le mélange acide, alcool absolu. C'est un liquide $É_{0,4}$ 140-145°.

Traité par l'oxyde de méthyle monochloré, l'acide triméthoxy-3.4.5 phénylpropionique donne lieu à une réaction plus rapide que celle qui se produit avec l'acide diméthoxylé. En prolongeant le contact dans les mêmes conditions, on obtient le dérivé bis chlorométhylé en 2.6, F 190-191°. Pour préparer l'*acide chlorométhyl*-2 *triméthoxy*-3.4.5 *phénylpropionique* dans des conditions acceptables (Rdt 60 %) il faut arrêter la réaction après 5 h de contact à 20°. Le produit obtenu, difficile à purifier, fond vers 150°.

L'*acide formyl*-2 *triméthoxy*-3.4.5 *phénylpropionique* (III, R=OCH_3, R'=H) prend naissance dans de bonnes conditions en traitant le chlorure précédent par l'hexaméthylène-tétramine en milieu hydroalcoolique, mais il s'isole à l'état brut sous forme d'un liquide visqueux indistillable. Il donne une dinitro-2.4 phénylhydrazone F 148-150°.

Analyse : $C_{19}H_{20}O_9N_4$, calculé %, C 50,94; H 4,50; N 12,51; trouvé %, C 50,61; H 4,80; N 12,40.

Ester éthylique de l'acide formyl-2 *triméthoxy*-3.4.5*phényl propionique* (III, R=OCH_3, H=C_2H_5), $C_{15}H_{20}O_6$. — Le dérivé chlorométhylé obtenu à partir de l'ester de l'acide triméthoxy phénylpropionique est utilisé à l'état brut pour obtenir l'aldéhyde correspondant. Ce dernier est un liquide $É_{0,01}$ 138-142° qui s'isole avec un rendement de 70 %.

Analyse : $C_{15}H_{20}O_6$, calculé %, C 60,86; H 6,74; trouvé %, C 60,51; H 6,94.

Il donne une dinitro-2.4 phénylhydrazone F 172-174°.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) SOMMELET, *Bull. Soc. Chim.*, 13, 1913, p. 1085.

([2]) W. H. PERKIN j. et R. ROBINSON, *J. Chem. Soc.*, 91, 1907, p. 1080; R. ROBINSON et J. SHINODA, *J. Chem. Soc.*, 127, 1925, p. 1977.

([3]) CHILD PYMAN, *J. Chem. Soc.*, 1929, p. 2014.

([4]) H. RAPOPORT et J. E. CAMPON, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 2239.

(*Laboratoire de Chimie organique II, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la déshydrogénation par transfert d'hydrogène : Déshydrogénation de certains terpènes azulénogènes.* Note (*) de MM. **Robert Pallaud** et **Huynh-Anh-Hoa**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans cette Note, les auteurs étudient les réactions de déshydrogénation par transfert d'hydrogène, et l'appliquent à la déshydrogénation des sesquiterpènes azulénogènes, en vue de préparer le S-guaïazulène (1).

Les sesquiterpènes azulénogènes sont d'excellents donneurs d'hydrogène et peuvent réduire, en présence de palladium, des liaisons éthyléniques et des groupements fonctionnels cétoniques ou quinoniques.

Cette réaction peut s'expliquer, en invoquant un mécanisme analogue à celui de Wieland utilisé par Braude et Linstead (2), où l'on suppose que le métal agit plutôt comme réactif que comme catalyseur; en deux étapes successives : déshydrogénation du composé terpénique avec formation d'hydrogène adsorbé (3), puis hydrogénation de la molécule accepteur; ou bien il s'agit d'un simple transfert d'hydrogène entre donneur et accepteur.

Cette méthode permet de préparer, avec de bons rendements du S-guaïazulène à partir de sesquiterpènes azulénogènes.

Les composés sesquiterpéniques utilisés comme donneurs d'hydrogène sont les suivants :

(1) Guaïol, extrait des fractions de Baume de bois de Guïac, distillant entre $É_{10}$ 147-150°.

(2) Les fractions riches en aromadendrène de l'huile essentielle d'*Eucalyptus Globulus* distillant entre $É_{10}$ 120-122°.

(3) α-gurjunène extrait des fractions de baume de Gurjun, distillant entre $É_{10}$ 127-130°.

(4) Enfin la fraction de composés sesquiterpéniques de l'essence de Géranium Bourbon, distillant $É_{4}$ 100°.

Les accepteurs d'hydrogène utilisés appartiennent soit à des composés éthyléniques divers tels que méthacrylate de méthyle, acide maléique, soit à des composés cétoniques ou quinoniques tels que acétophénone, chalcone, benzoquinone, naphtoquinone.

Les solvants employés sont le tétrahydrofuranne, les alcools : éthylique, propylique, isopropylique, butylique.

Le catalyseur est préparé par réduction du chlorure de palladium par le formol.

Le mode opératoire est des plus simples : dans un ballon muni d'un réfrigérant et d'un agitateur mécanique, on introduit en solution dans un des solvants précédemment énumérés, le sesquiterpène et l'accepteur d'hydrogène, en proportions équimoléculaires, puis on ajoute le catalyseur. L'ensemble soumis à une agitation mécanique, énergique, est chauffé au

reflux. Au bout de quelques heures, la coloration bleue apparaît et se développe au fur et à mesure de la production d'azulène.

On sépare le palladium, par filtration, puis on élimine le solvant par distillation sous pression réduite.

On obtient avec de bons rendements le S-guaïazulène : $É_{12}$ 167-169°. Styphnate, 106-107°. Trotylate, 89°.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) Demande de brevet en cours.

(2) E. A. BRAUDE et R. P. LINSTEAD, *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 3544.

(3) E. A. BRAUDE, R. P. LINSTEAD et WOOLDRIDGE, *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 3580.

(*École Nationale Supérieure de Chimie*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

GÉOLOGIE. — *Sur le Trias du bassin de Lorraine et du Luxembourg.* Note de M. **Michel Lucius**, transmise par M. Paul Fallot.

Dans une Note récente ([1]), M. Maubeuge estime que ce qui a été considéré jusqu'à présent sur l'aile gauche du golfe de Luxembourg, c'est-à-dire à l'Ouest de l'Alzette, comme du Trias, serait à classer dans le Permien et ce ne serait qu'à l'Est d'une ligne entre Luxembourg et Ettelbrück, peut-être jusqu'entre Diekirch et Vianden, qu'on trouverait la série triasique à faciès normal.

M. Maubeuge examine : 1° le forage de Longwy; 2° le forage de Cessange-les-Luxembourg; 3° la formation littorale entre l'Ardenne et la région du Jurassique, d'Echternach à Esch-sur-Alzette. Puis il conclut :

« De la frontière belge à Bettborn, on cherche en vain la justification d'une distinction, même lithologique, entre Keuper et un « Calcaire coquillier » conglomératique. Tout est du Permien. Mais en gros, tant sous la Lorraine septentrionale que sous le Luxembourg belge et la moitié ouest du Bon Pays Luxembourgeois, il faut admettre la présence d'une série permienne avec un Trias réduit ou absent ».

Or, de nombreux faits nous paraissent en désaccord avec cette affirmation. Du Trias daté par des fossiles comme Rhétien, Hauptmuschelkalk et Grès coquillier se rencontre entre Ettelbrück et le Rodbach. En face de déterminations solidement établies, on ne peut pas parler de biseaux de Permien. D'Ettelbrück au Rodbach, les caractères lithologiques changent, mais les fossiles démontrent que nous sommes bien en présence du Trias.

Le Hauptmuschelkalk a encore fourni un *Ceratites* à 2,5 km à l'Est du Rodbach. Sur la rive Est, où il se termine en biseau, il est encore bourré de fossiles et forme par endroits une vraie lumachelle. Le Grès coquillier a fourni au Sud-Est de Grosbous, à 2 km à l'Est du Rodbach, d'assez nombreux fossiles dans un banc de dolomie, intercalé entre des grès à gros grains. Dans le ravin dit « Schankengraecht », nous retrouvons, sous du Hauptmuschelkalk, dans une inclusion dolomitique grossière des grès, des empreintes qui pourraient bien être des fossiles en partie détruits.

A l'Ouest du Rodbach, les autres étages non fossilifères, présentant des caractères lithologiques nettement triasiques, continuent jusque dans la région de Rossignol et Marbehan. En avançant vers l'Ouest, on constate seulement une diminution de puissance et une terminaison en biseau de différents étages.

Le Grès bigarré est identifié sous le Grès coquillier, au-dessus du Dévonien discordant, jusqu'au méridien de Folschette où il se termine en biseau sur un cailloutis basal superposé au Dévonien inférieur.

Entre le Rodbach et la frontière belgo-luxembourgeoise, le Grès coquillier et le Muschelkalk moyen offrent la continuation ininterrompue de ce qu'on voit au-dessus du grès bigarré dans la vallée du Rodbach et à Folschette.

Le Keuper comprend à la base un Keuper à pseudomorphoses, conglomératique et, au-dessus, le Keuper marneux sans cailloutis (2). M. Maubeuge trouve que cette juxtaposition « est une anomalie importante et inexplicable » (p. 3727), c'est-à-dire que nous n'aurions pas affaire au Keuper. On peut s'étonner qu'il ait pu faire une telle objection en présence des faits suivants : A 10 km à l'Est d'Ettelbrück, un Keuper à pseudomorphoses, gréseux, conglomératique au sommet, est recouvert de Keuper marneux puis de Rhétien; il repose sur l'Hauptmuschelkalk fossilifère (région d'Ermsdorf). Dans la vallée de l'Alzette, entre Ettelbrück au Nord et Mersch au Sud, on a le même Keuper marneux recouvrant le Keuper à pseudomorphoses, mais celui-ci comprend dans toute sa puissance des grès et des conglomérats avec alternance de marnes rouges. En avançant vers l'Ouest, le grès du Keuper à pseudomorphoses change peu à peu dans une dolomie claire avec ou sans cailloutis.

A Reimberg, à 12 km à l'Ouest de la vallée de l'Alzette, on peut noter la coupe suivante *sur le versant Est* de la vallée du Rodbach : le Hauptmuschelkalk, bourré de fossiles par endroits, est réduit à 2-3 m. Le Keuper à pseudomorphoses, composé de dolomie claire avec ou sans cailloutis y est recouvert par un Keuper à faciès normal, auquel succède le Rhétien. Sur le *versant ouest* du Rodbach, on ne retrouve plus le Hauptmuschelkalk, mais le Keuper à pseudomorphoses et le Keuper marneux dans les mêmes faciès qu'à l'Est. Ils sont sus-jacents à des grès représentant le Muschelkalk inférieur et moyen. A partir de la frontière belgo-luxembourgeoise, 15 km à l'Ouest du Rodbach, on ne retrouve plus ce grès, et le Keuper à pseudomorphoses ainsi que le Keuper marneux ont sensiblement diminué de puissance. Le Keuper à pseudomorphoses disparaît le premier, le Keuper marneux recouvre le Dévonien. A Marbehan, le Rhétien est superposé directement au Dévonien.

Compte tenu de ces observations, il n'y a qu'une interprétation possible : c'est bel et bien un *faciès littoral du Trias qui s'étend de la Belgique jusque dans la vallée du Rodbach*, où les fossiles ne laissent pas de doute sur son identité. Nous ajoutons à cela des remarques sur plusieurs sondages :

Le *Forage de Cessange-les-Luxembourg* traverse des masses de gypse atteignant une puissance inconnue près de la surface. Dans une passée de marnes bariolées et de grès, le journal de forage mentionne du Keuper germano-lorrain normal. La grande puissance de la formation gypsifère n'a rien d'anormal. A différentes reprises, il a été constaté que des coupes fournies par des forages diffèrent sensiblement, quant à la puissance, de ce qui a été constaté aux affleurements. Il n'y a donc pas d'épaississement brutal et inexplicable du Trias conglomératique au forage de Cessange, comme le pense M. Maubeuge, mais le faciès normal existe sans

conglomérats et c'est pour de bonnes raisons que la classification donnée par J. Levallois, en 1839, a été retenue jusqu'à ce jour.

Jurassique : 145,57 m,	Rhétien (marnes sableuses grisâtres)......	28,43 m
Trias supérieur	Keuper supérieur (marnes gypseuses)..........	166 »
	Keuper moyen (grès et marnes irisées)........	8,90 »
	Keuper inférieur (marnes gypseuses)...........	188,10 »

Le *forage de Longwy*, d'après H. Joly, traverse 49 m de Trias, 231 m de Permien. L. van Werweke concluait à l'absence du Permien. H. Wehrli avait démontré l'existence de 12 à 15 m de Permien entre Saarbourg et Mettlach.

Dans le *Forage Kind* à Mondorf-les-Bains, j'ai démontré l'existence du Permien de 692 à 700 m; en amont de Trèves, à l'occasion de la construction d'une écluse du canal de la Moselle (1958), j'ai pu observer du Permien de même caractère et d'une puissance très réduite comme à Montdorf.

Enfin, j'estime qu'à Longwy, le Permien existe de 744 à 771 m, semblable à celui de Mondorf.

Il reste à dire un mot des empreintes mal conservées, recueillies par M. H. Joly dans la partie inférieure du « Permien » et attribuées par Zeiller à *Walchia piniformis*. P. L. Maubeuge se base sur cette trouvaille pour considérer le Permien de Longwy comme étant de l'Autunien. Or, dans une lettre adressée à van Werweke par Zeiller, celui-ci convenait que leur détermination restait douteuse. Van Werweke supposait même que les empreintes pourraient appartenir à *Voltzia heterophylla*.

En définitive, nous estimons que les arguments de P. L. Maubeuge ont trop peu de poids pour justifier sa conclusion : « En gros, tant sous la Lorraine septentrionale que sous le Luxembourg belge et la moitié ouest du Bon Pays Luxembourgeois, il faut admettre la présence d'une série permienne avec un Trias réduit ou absent ».

(1) P. MAUBEUGE, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 3725.

(2) Keuper à marnes verdâtres et violacées avec bancs de dolomie marneuse blanche, dit « Steinmergelkeuper » de W. Benecke.

GÉOLOGIE. — *Découverte de laves en coussins (pillows-lavas) dans le Trias de la zone dauphinoise (massif du Pelvoux).* Note (*) de MM. **Robert Michel** et **Jean-Louis Tane**, transmise par M. Léon Moret.

On connaît depuis longtemps l'existence d'épanchements volcaniques de nature spilitique à la base de la couverture sédimentaire des massifs cristallins externes de Belledonne et du Pelvoux. Ces laves s'y rencontrent soit dans la partie inférieure du Lias, soit plus fréquemment dans la série triasique.

Cette dernière est typiquement représentée, de la base au sommet, par des grès grossiers, des gypses et dolomies siliceuses (« gypses inférieurs »), des calcaires dolomitiques, des gypses et argilites (« gypses supérieurs »). Il s'agit de faciès peu profonds, principalement lagunaires. L'épaisseur de la série ([1]) peut varier de 250 m (sillons subsidents) à quelques mètres ou dizaines de mètres; dans ce dernier cas, la série est stratigraphiquement incomplète ou, plus simplement, condensée.

Les épanchements spilitiques se présentent la plupart du temps à la partie supérieure de la série triasique, dans l'horizon des « gypses supérieurs ». Leur apparence massive, la présence de scories basales comme celles que nous venons de découvrir au col du Rochail, permettent de les interpréter en général comme des coulées de lave subaériennes qui se sont épanchées sur des dépôts de chotts plus ou moins desséchés. Jusqu'à présent, en effet, aucune preuve de l'existence d'un volcanisme subaquatique n'avait pu être mise en évidence dans la région.

Nous venons d'en découvrir un exemple dans la coulée spilitique qui affleure à quelques centaines de mètres au Nord-Nord-Est du glacier du Villard-Notre-Dame, au « Grand Clot », dans le secteur nord est du massif du Pelvoux (massif du Rochail; coordonnées Lambert : $x = 890,9$; $y = 305,3$). Cette coulée présente en effet la texture en coussins, tenue pour caractéristique des épanchements volcaniques sous-aquatiques.

Le gisement se présente de la façon suivante, du Sud-Ouest au Nord-Est : granite du Rochail, arkoses grossières (1 à 2 m), gypse et anhydrite (5 m), dolomies siliceuses (2 m), spilite (6 m), calcaires dolomitiques (1,50 m), schistes du Lias. La série est tectoniquement renversée et la coupe ne comporte que la partie inférieure de la série triasique, chevauchée directement, par une surface de contact anormal bien visible, par les calcschistes du Lias, extrêmement froissés et plissotés. Par contre, le contact entre le spilite et les dolomies sous-jacentes est tout à fait normal, puisque plusieurs fractures de la roche sédimentaire sont remplies de spilite et peuvent représenter des témoins des voies d'ascension de la lave. Ce fait démontre en outre que l'éruption s'est produite au travers d'un sédiment déjà induré.

Quant à l'affleurement de spilite, il se révèle, sur la tranche, constitué de trois niveaux :

1° à la base, un banc de lave assez massif, de 1 m de puissance, montre en lame mince une structure intersertale avec une trame de gros microlites de feldspath, dont les interstices sont remplis d'hématite et de chlorite; çà et là, quelques phénocristaux, bien que fortement corrodés, permettent de reconnaître les contours de l'olivine, mais ce dernier minéral est complètement pseudomorphosé en talc et bordé d'hématite. La roche présente enfin d'assez nombreuses soufflures, visibles à l'œil nu, frangées de chlorite et remplies de calcite et de quartz;

2° la partie moyenne, large de 4 m, montre des empilements de coussins dont le diamètre varie entre 1 et 1,50 m. La coupe permet de voir parfaitement, sur plusieurs coussins, le « pédoncule », partie du coussin qui correspond au moulage du creux séparant deux coussins sous-jacents. Ces pédoncules, qui indiquent de toute évidence la base des coussins et permettent donc d'orienter la coulée, sont ici dirigés vers le haut, la série étant tectoniquement renversée. Il n'existe ni matrice inter-pillow, ni bordure variolitique à la périphérie des coussins : il s'agirait donc de « pillows de seconde espèce » ne présentant pas de texture interne concentrique nette ([2]). L'étude microscopique révèle une composition minéralogique analogue au centre et à la périphérie des coussins (réseau de microlites de feldspath, chlorite aux lieu et place du verre interstitiel, quelques sections très corrodées d'olivine remplacée par du talc). Cependant, du centre vers le bord des coussins, on peut observer une diminution de la taille des microlites et une augmentation très nette de la proportion de « verre », ce qui indiquerait un refroidissement plus rapide de la partie périphérique, caractéristique d'un épanchement subaquatique;

3° au sommet de la coulée, sur 1 m d'épaisseur, les coussins sont peu nets; la lave présente la même structure intersertale qu'à la partie inférieure de la coulée mais elle est plus riche en chlorite interstitielle, tandis que la proportion de pigment hématitique est bien moins importante.

L'étude de ce gisement, sur lequel nous nous proposons de revenir de façon plus complète ultérieurement, appelle déjà les remarques suivantes :

1° pour la première fois des laves en coussins sont découvertes dans le Trias de la zone dauphinoise;

2° bien que la coupe soit ici tronquée tectoniquement au-dessus de la coulée de lave, l'épanchement volcanique semble se situer stratigraphiquement assez bas dans la série triasique et, plus précisément, au-dessus des dolomies siliceuses, alors que les spilites connus jusqu'à présent se situaient en règle générale au sommet du Trias;

3° d'un point de vue plus général, il nous semble difficile d'admettre que cet épanchement s'est opéré sous une forte épaisseur d'eau. En effet, d'une part la série triasique du Grand Clot s'est certainement déposée sur un haut-fond, si l'on en juge par la réduction de la puissance de ses

divers termes, d'autre part les dolomies siliceuses du Trias dauphinois n'ont pas les caractères de sédiments profonds mais au contraire de sédiments lagunaires superficiels. Il semble donc que parmi les conditions de formation des laves en coussins, conditions encore bien mal connues il est vrai, l'existence d'une forte couverture d'eau ne soit pas nécessaire, tout au moins pour les pillows de seconde espèce.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) J. SARROT-REYNAULD, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, [6], 8, 1958, p. 699.

(2) M. VUAGNAT, *Bull. suisse Min. Pétrogr.*, 26, 1946, p. 116.

(*Laboratoire de Géologie, Faculté des Sciences, Grenoble.*)

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur le bilan mécanique de l'influence solaire sur les phénomènes terrestres.* Note (*) de M. **Pierre Bernard**, présentée par M. André Danjon.

Les mesures récentes de haute précision relatives à la rotation de la Terre ([1]) mettent en évidence un maximum de la durée du jour sensiblement postérieur à celui de l'activité solaire. Or un résultat similaire a été obtenu dans l'étude des variations des perturbations géomagnétiques d'une part, et de l'agitation microséismique, d'autre part ([2]). Ces deux phénomènes présentent en effet une variation undécennale en retard sur l'activité solaire, avec maximum pendant la phase décroissante de celle-ci : on pourrait envisager entre chacun d'eux et la période de rotation de la Terre une liaison mécanique simple, différente suivant leur origine respective.

Les orages magnétiques sont généralement attribués à l'arrivée de nuages de corpuscules électrisés dans la haute atmosphère, et leur capture par le champ magnétique extérieur de la Terre accroît le moment d'inertie de celle-ci, qui est, d'après la répartition de densité intérieure proposée par Bullen ([3]) : 0,33 MR^2 (au lieu de 0,4 MR^2 pour une sphère homogène) avec $M = 6.10^{21}$ t et $R = 6\,370.10^5$ cm. Cependant la densité d'un tel gaz interplanétaire est de l'ordre de 10^{-16} g/ml ([4]) et un volume contenu dans une sphère, de rayon égal à 10 rayons terrestres par exemple, aurait une masse de 10^8 t : en admettant qu'il passe d'une rotation nulle à une rotation solidaire de celle du globe terrestre, il en résulterait une variation relative de la période de rotation de 2.10^{-12}, alors que la variation constatée est de 1 ms, soit 10^{-8} en valeur relative : l'influence de l'exosphère, bien que largement calculée ci-dessus, est donc mécaniquement insuffisante par un facteur de 5 000 pour rendre compte des variations de la rotation de la Terre avec l'activité solaire.

Considérons maintenant l'ensemble de l'atmosphère, et supposons sa masse totale (5.10^{15} t) répartie en une couche mince sur la surface du globe : il suffirait, pour obtenir une variation de la durée du jour de 1 ms, d'une rotation différentielle de l'atmosphère de 7/1000e, correspondant à un vent maximal (à l'équateur) de 3,25 m/s; or dans certaines couches de l'atmosphère soufflent en permanence des vents de vitesse élevée dont les variations sont d'amplitude supérieure à ce chiffre, et une situation anticyclonique, qui entraîne une interruption du courant général d'Ouest en Est, doit, si notre interprétation est correcte, provoquer une accélération de la Terre : une telle situation météorologique correspond à un minimum d'agitation microséismique.

Dans l'étude de la durée du jour, A. Danjon a particulièrement insisté sur deux augmentations à la fin de février 1956 et le 21 juillet 1959. D'importantes recrudescences se sont effectivement produites sur l'amplitude

microséismique relevée au Parc Saint-Maur en mars 1956 et à l'île Macquarie (5) le 24 juillet 1959, et le caractère différent des deux accidents de la rotation terrestre se retrouve dans les anomalies de l'agitation microséismique, la première ayant duré tout le mois de mars 1956, la seconde quelques jours seulement.

L'explication de l'influence de l'activité solaire sur la rotation terrestre semble donc pouvoir tenir compte, comme celle de la variation saisonnière de cette rotation (6), des phénomènes météorologiques.

(*) Séance du 4 avril 1960.
(1) A. DANJON, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1400.
(2) P. BERNARD, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 688.
(3) J. COULOMB, *La constitution physique de la Terre*, Paris, 1952, p. 167.
(4) A. DAUVILLIER, *Sciences*, nº 2, 1959, p. 22.
(5) En raison de leur variation annuelle, les microséismes sont représentatifs des dépressions atmosphériques dans l'hémisphère hivernal.
(6) A. STOYKO, *L'Astronomie*, 70, 1956, p. 147.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Perturbations subies par la raie verte de la lueur nocturne lors d'éjection de métaux alcalins à l'aide de fusées.* Note (*) de M. **Michel Perrin** et Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Louis de Broglie.

La perturbation apportée par l'éjection de métaux alcalins dans la haute atmosphère, modifie profondément le profil de la raie OI 5577 Å. Un effet Doppler-Fizeau ou un effet Stark peut être à la base de ce phénomène.

Dans une précédente Note [1], l'un de nous a exposé la méthode et les résultats concernant les mesures de largeur de la raie OI 5577 Å du ciel nocturne faites à Béni-Abbès (Sahara) pendant la période janvier-mars 1960; on a trouvé que les profils étaient symétriques quelle que soit la direction de visée.

Or, le 2 mars 1960 à 18 h 32 m T. U. fut lancée une fusée *Véronique* qui éjecta un mélange d'alcalins, sodium et potassium, dans la partie de l'atmosphère encore éclairée par le Soleil. Du poste d'observation de Béni-Abbès, la trace passait sensiblement au zénith et l'interféromètre de Pérot et Fabry pointé sur le début de la trace, put enregistrer, 1 h 30 m après l'émission des alcalins, des franges très élargies et dissymétriques. Sur la figure, la courbe du bas représente l'enregistrement des franges 1 h 30 mn après le tir, la courbe du haut, les franges obtenues 2 jours avant. A cet instant l'altitude des rayons rasants du Soleil dépassait 700 km. 3 h après l'éjection, les franges avaient repris leur profil symétrique.

Nous nous sommes demandés s'il pouvait s'agir d'un déréglage instrumental et les vérifications faites en laboratoire ont montré qu'il n'est pas possible d'obtenir un signal de même forme en déplaçant le diaphragme explorateur.

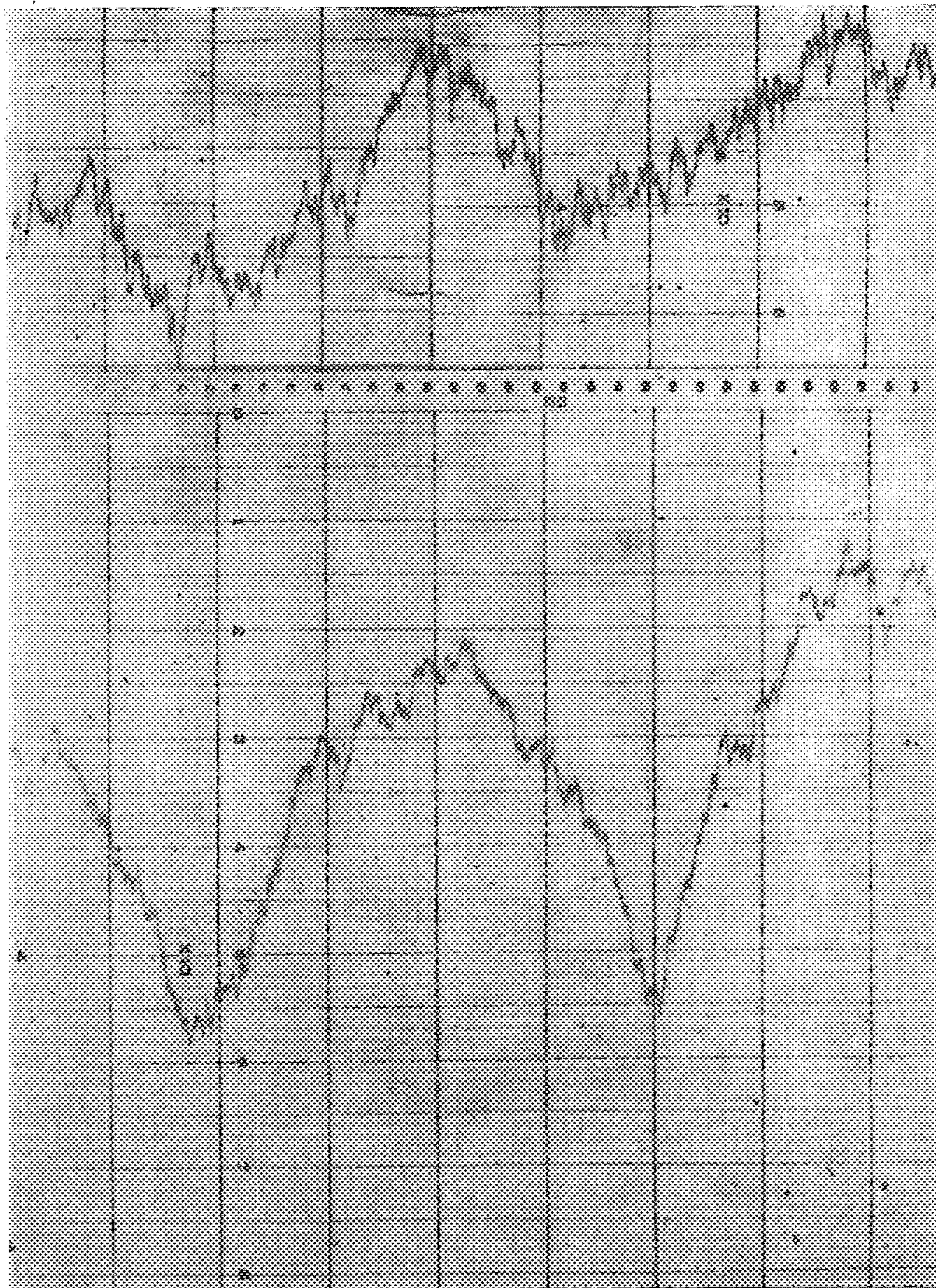
D'autre part, nous nous sommes assurés aussi, bien que la trace ne soit plus visible à l'œil nu depuis longtemps, qu'une émission résiduelle, de la raie D du nuage, n'était pas responsable de cette déformation, étant donnée la très faible transparence de l'appareil pour cette longueur d'onde.

Nous sommes donc ainsi conduits à conclure que l'éjection des alcalins est responsable de la perturbation apportée aux atomes d'oxygène émettant la raie verte et ceci pour une durée assez longue.

La cause de cette dissymétrie pourrait être recherchée dans un effet Doppler-Fizeau, en admettant que les atomes OI sont animés de mouvements dirigés vers le haut à la suite de chocs avec les atomes de potassium; on pourrait concevoir cette anisotropie dans les vitesses des atomes OI grâce au fait que, aux altitudes relativement basses, l'égalisation des vitesses se fait presque instantanément tandis que vers 180 km, l'égalisation se fait plus lentement; on serait conduit dans cette hypothèse à des vitesses radiales de l'ordre de 500 m/s, vitesses qui paraissent assez élevées.

D'autre part, on sait que l'éjection d'alcalins [2] entraîne la formation d'un nuage dense d'électrons qui s'agrandit avec le temps par diffusion.

On peut donc penser que la présence de ce nuage d'électrons agit sur les atomes d'oxygène et modifie le profil de la raie par effet Stark; on sait, en effet, que l'effet Stark produit fréquemment des effets dissymétriques.



Il n'a pas été possible de suivre l'évolution des franges dès le début car, au moment du tir, la luminance du ciel était trop élevée; enfin une seule fusée *Véronique* a été tirée le soir et nous n'avons donc qu'un résultat isolé.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) M. PERRIN, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2406.

(2) J. PRESSMAN, F. F. MARMO et D. M. ASCHENBRAND, *Planetary and Space. Science.*, août, septembre et octobre 1959.

ALGOLOGIE. — *Sur le lieu de la méiose chez le* Bonnemaisonia Asparagoides *(Woodw.) C. Ag.* Note (*) de M. **Francis Magne**, présentée par M. Roger Heim.

Chez le *Bonnemaisonia asparagoides*, la méiose n'a pas lieu au cours des premiers cloisonnements du zygote, comme on le croyait jusqu'à présent. Il est supposé qu'elle doit se produire dans les tétrasporocystes portés par l'*Hymenoclonium serpens*. L'espèce aurait un cycle cytologique haplo-diplophasique semblable à celui des autres Floridées diplobiontes.

Depuis le début de ce siècle, la présence d'une méiose a été démontrée ou simplement signalée dans le cycle d'un certain nombre d'espèces de Floridées.

Chez la plupart d'entre elles, ce phénomène se produit au moment de la segmentation du tétrasporocyste, et y présente des caractères étroitement parallèles à ceux qu'on rencontre dans les ovocytes animaux en maturation ([1]). Toutes ces espèces sont trigénétiques et haplo-diplophasiques.

Chez d'autres, la méiose a lieu immédiatement après la fécondation, au cours des premières divisions de segmentation du zygote qui se trouve être ainsi la seule fraction diploïde du cycle. Toutes ces espèces sont donc haplophasiques; elles sont, soit haplobiontiques, au sens de Svedelius, et digénétiques [*Nemalion multifidum* (W. et M.) J. Ag. d'après Kylin ([2]) et Cleland ([3]), *Batrachospermum moniliforme* Roth d'après Kylin ([4]), *Scinaia furcellata* (T.) Bivona d'après Svedelius ([5])], soit trigénétiques [*Asparagopsis armata* Harv. et *Bonnemaisonia asparagoides* (Woodw.) C. Ag. d'après J. et G. Feldmann ([6])].

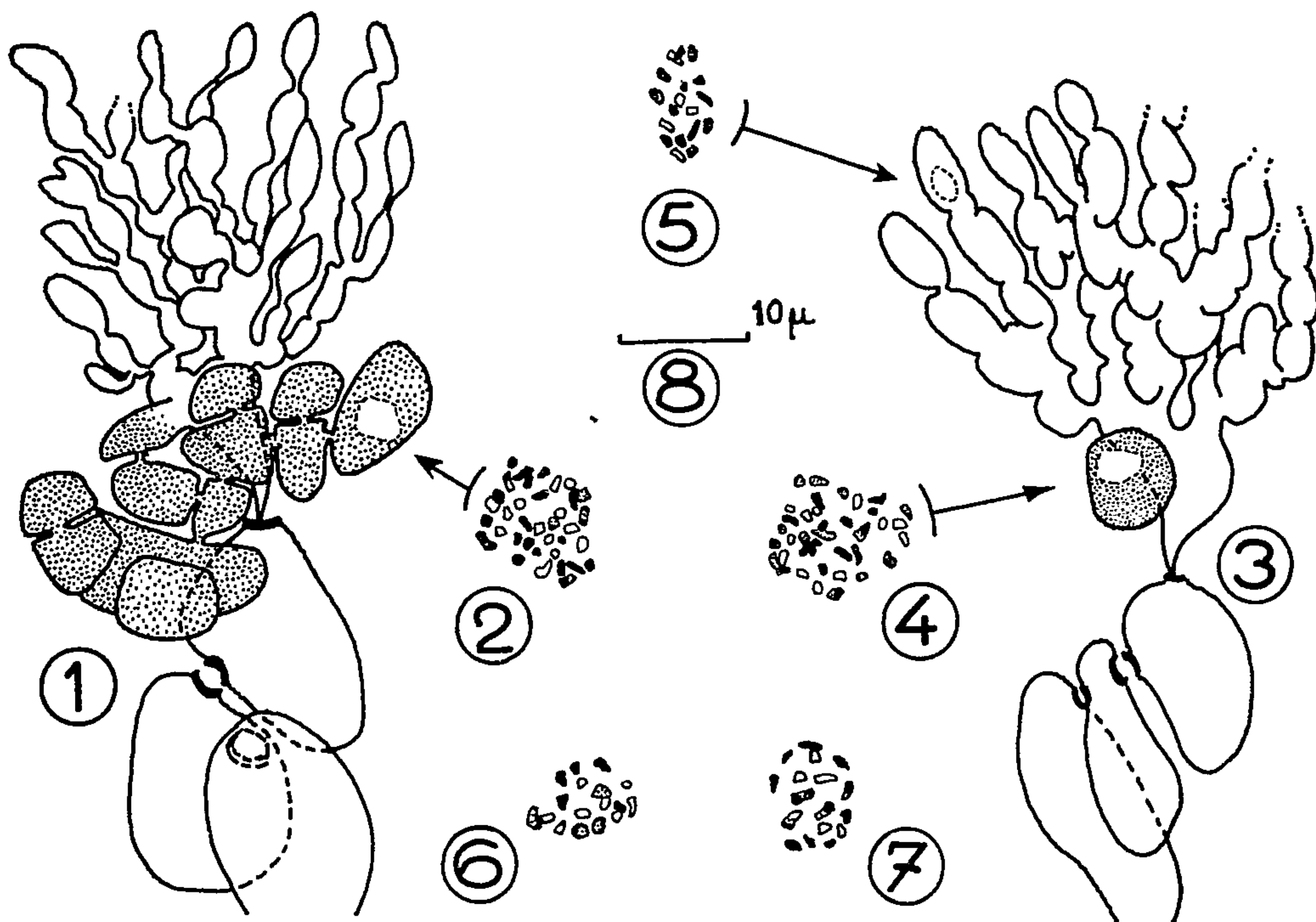
Les documents qu'on possède actuellement sur le déroulement de la méiose chez ces cinq dernières espèces sont extrêmement fragmentaires; ils ne permettent pas de se faire une idée nette du phénomène et notamment de savoir s'il se déroule exactement de la même façon que dans les tétrasporocystes. Aussi ai-je tenté de combler cette lacune en reprenant l'étude du *Bonnemaisonia asparagoides* à l'aide de la réaction nucléale de Feulgen, appliquée à des algues récoltées à Roscoff. Faute d'un nombre suffisant de figures relatives à la première division de l'œuf fécondé, je n'ai pu remplir ce programme. En revanche, des dénombrements chromosomiques effectués sur des fins de prophases, dans différentes parties de la plante, m'ont montré :

1° que le stock chromosomique des spermaties et des cellules végétatives (sommets végétatifs et filaments stériles du rameau carpogonial) est d'environ 18, nombre déjà proposé par Svedelius ([7]);

2° que le stock chromosomique des cellules du gonimoblaste en voie de développement, compté dans des gonimoblastes composés de une,

trois et douze cellules, est nettement double (nombres trouvés : 35, > 27, 36).

Il résulte de ceci que la méiose, chez cette espèce, ne se produirait pas à la germination du zygote comme on le pensait auparavant. Ceci est confirmé dans une certaine mesure par l'aspect de la fin de la prophase au cours de la première division de l'œuf, qui est celui d'une prophase normale et non d'une diacinèse, les chromosomes n'étant pas réunis par paires (*fig.* 4).



Bonnemaisonia asparagoides : 1, jeune carposporophyte comprenant 12 cellules; 2, fin de prophase dans une cellule de ce dernier (36 chromosomes); 3, zygote au moment de sa première division et 4, fin de prophase correspondante (35 chromosomes visibles); 5, fin de prophase, dans un noyau des « filaments stériles » (18 chromosomes); 6 et 7, fins de prophases dans une cellule végétative banale et dans un spermatocyste (17 chromosomes visibles); 8, échelle valable pour les figures 1 et 3.

Il conviendra de confirmer ces résultats en reprenant l'étude, à l'aide de la même technique, du *Bonnemaisonia asparagoides* des côtes de Suède qu'avait utilisé Svedelius, qui pourrait se comporter différemment de celui de la Manche — hypothèse qui n'est pas à rejeter — et en recherchant le lieu de la méiose dans le couple hétéromorphe *Bonnemaisonia asparagoides-Hymenoclonium serpens* par lequel s'accomplit le cycle complet de l'espèce, comme l'ont démontré les belles recherches de J. et G. Feldmann ([6]); on peut, sans trop s'avancer, prévoir dès maintenant qu'on la rencontrera dans les tétrasporocystes dont est porteur l'*Hymenoclonium*.

S'il est définitivement démontré que tel est bien le cas, il sera démontré du même coup que le *Bonnemaisonia asparagoides* et les Bonnemaisoniacées

possèdent un cycle cytologique haplo-diplophasique identique à celui des autres Floridées diplobiontes; ce qui, en dépit de leur caractère très spécial dû à un cycle morphologique hétéromorphe, les intègre d'une façon beaucoup plus harmonieuse qu'auparavant dans la systématique des Floridées.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) F. MAGNE, *C. R. séances, VIII*e *Congrès Int. Bot.*, sect. 17, 1954, p. 49-50.
(2) *Ber. d. bot. Ges.*, 34, 1916, p. 257-271.
(3) *Ann. Bot.*, 33, 1919, p. 323-351.
(4) *Ber. d. bot. Ges.*, 35, 1917, p. 155-164.
(5) *Nov. Act. Reg. Soc. Sc. Upsaliensis*, 4, no 4, 1915, p. 1-55.
(6) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 3, 1942, p. 75-175.
(7) *Nov. Act. Reg. Soc. Sc. Upsaliensis*, 4, no 9, 1933, p. 1-61.

(*Station Biologique de Roscoff.*)

CYTOGÉNÉTIQUE. — *Sur les affinités caryologiques entre les espèces cultivées de Cotonniers tétraploïdes et l'espèce sauvage diploïde* Gossypium raimondii. Note (*) de M. **Paul Kammacher**, présentée par M. Roger Heim.

L'étude de la méiose des hybrides *Gossypium hirsutum* × *G. raimondii* et *G. barbadense* × *G. raimondii* montre que le génome de *G. raimondii* s'apparente presque complètement à la moitié du génome (génome D) de chacune des espèces tétraploïdes. Diverses anomalies de la méiose traduisent cependant des différences dont la plus claire est constituée par une translocation réciproque entre *G. hirsutum* et *G. raimondii*.

Les deux espèces de Cotonniers cultivés, *Gossypium barbadense* L. et *G. hirsutum* L. sont des amphidiploïdes ($2n = 52$) possédant un génome A et un génome D [1], alors qu'il existe des espèces de *Gossypium* diploïdes, certaines appartenant au génome A, d'autres au génome D. Si ces faits sont actuellement acquis, l'origine précise de chacune des formes amphidiploïdes et leur parenté demeurent des problèmes ouverts. L'intérêt de cette question est rehaussé par la nécessité d'obtenir, en particulier en Afrique tropicale, des formes de Cotonniers mieux adaptées que les *G. barbadense* et *G. hirsutum* typiques. Il serait souhaitable, pour ce faire, de pouvoir en modifier le génome par l'apport de matériel génétique provenant d'espèces diploïdes. Ce travail serait évidemment simplifié si l'on connaissait l'une ou l'autre des espèces qui sont à l'origine des formes tétraploïdes ou tout au moins des espèces à caryotype très peu différent de celui de *G. barbadense* et de *G. hirsutum*. Malgré des essais déjà nombreux [1], [2], [3], on est encore mal renseigné à ce sujet.

C'est pour apporter quelques précisions à ce problème que nous avons repris l'étude de la méiose chez deux hybrides triploïdes obtenus en croisant *G. raimondii* Ulb., espèce diploïde originaire d'Amérique du Sud, faisant partie du génome D, avec chacune des deux espèces amphidiploïdes. Le choix de *G. raimondii* est guidé par deux raisons : il est l'un des Cotonniers sauvages les mieux adaptés aux conditions écologiques de l'Afrique tropicale et il a déjà été envisagé comme ancêtre possible des Cotonniers tétraploïdes [2].

L'étude caryologique a été effectuée sur la métaphase I de la méiose après coloration au carmin acétique de cellules-mères de pollen fixées au Carnoy. Une centaine d'images parfaitement lisibles ont été observées pour chacun des hybrides.

On peut résumer les résultats obtenus de la manière suivante :

Chez les deux hybrides les chromosomes de *G. raimondii*, reconnaissables par leur petite taille, forment avec leurs homologues des espèces tétraploïdes des paires régulièrement disposées dans le plan équatorial de la cellule. Un complexe de quatre chromosomes D, déjà signalé [4], a été observé dans 20 % des cellules de l'hybride *G. hirsutum* × *G. raimondii*.

L'examen précis de ce multivalent dans de nombreuses cellules-mères nous a permis de déceler qu'il s'agit d'une translocation réciproque entre un chromosome *hirsutum* et un chromosome *raimondii*. Aucun quadrivalent n'a été observé chez l'hybride *G. barbadense* × *G. raimondii*. Les chromosomes A des espèces tétraploïdes, plus grands que les chromosomes D, demeurent généralement chez les hybrides à l'état d'univalents dispersés à la périphérie de la masse fusoriale. Ils ne s'apparient jamais par autosyndèse, mais forment parfois des associations secondaires simulant des bivalents et des multivalents. Il arrive que des chiasmas se forment entre chromosomes de génomes différents, ce qui se traduit par la présence de bivalents dissymétriques et de trivalents. Le tableau suivant indique les résultats de l'analyse statistique de la méiose chez les deux hybrides :

Croisement	*G. hirs.* × *G. raim.*	*G. barb.* × *G. raim.*
Appariement moyen	12,57 I 12,48 II 0,25 III 0,19 IV	12,98 I 12,83 II 0,12 III
Bivalents DD par cellule	12,35 ± 0,49	12,77 ± 0,59
Fréquence de chiasmas par bivalent DD	1,90 ± 0,11	1,81 ± 0,07
Trivalents ADD par cellule	0,22	0,09
Quadrivalents DDDD par cellule	0,18	-
Pourcentage de cellules avec associations secondaires	14	3

Ce tableau montre que l'appariement hétérogénétique se caractérise chez les deux hybrides par des fréquences de bivalents très proches du maximum possible de 13 et par des fréquences de chiasmas à peine plus faibles que celles observées chez les espèces pures de *Gossypium*. Ces résultats, comparés à ceux de travaux antérieurs (5), prouvent que les chromosomes de *G. raimondii* s'identifient d'une manière plus complète que ceux des autres espèces du génome D au caryotype des espèces tétraploïdes.

Dans quelle mesure cette étude caryologique nous renseigne-t-elle sur l'origine des Cotonniers à 52 chromosomes et sur leurs liens de parenté ? Le fait d'une grande affinité caryologique renforce l'hypothèse que *G. raimondii* est l'ancêtre des *Gossypium* tétraploïdes, mais n'en constitue pas une preuve décisive. En effet, si les génomes parentaux des Cotonniers amphidiploïdes ne sont pas éteints, leurs représentants actuels ont pu au cours de leur évolution, se différencier caryologiquement à la fois des formes diploïdes ancestrales et des sous-génomes des *G. barbadense* et *G. hirsutum* modernes. La translocation signalée plus haut constitue précisément le vestige d'un remaniement de structure intervenu au cours de la spéciation, et d'autres modifications du caryotype, non décelables sous le microscope, se sont certainement produites depuis l'époque lointaine de la synthèse des Cotonniers tétraploïdes. Il serait donc hasardeux de conclure des faits caryologiques rapportés ici que *G. raimondii* s'identifie au génome D de *G. barbadense* ou de *G. hirsutum*. Par contre, les aberra-

tions de la méiose chez les deux hybrides, où une même espèce diploïde sert de facteur commun aux deux espèces tétraploïdes, révèlent certaines différences qu'il convient de souligner. Il ressort de la comparaison entre les fréquences de trivalents ADD chez les deux hybrides que les homologies résiduelles entre les génomes A et D sont plus grandes chez *G. hirsutum* que chez *G. barbadense*. D'autre part, les perturbations dans les mouvements des univalents A, particulièrement importantes chez le triploïde *G. hirsutum* × *G. raimondii*, signifient que le mécanisme de la méiose est moins bien coordonné chez *G. hirsutum* que chez *G. barbadense*. Il faut en conclure que les deux espèces à 52 chromosomes représentent probablement des étapes évolutives différentes. C'est *G. hirsutum* qui semble être l'espèce la moins « diploïdisée » et qui reflète le plus son origine hybride dans le croisement avec *G. raimondii*.

Cette considération oblige à reposer la question d'une origine commune ou indépendante des Cotonniers tétraploïdes. Hutchinson [2] a émis l'hypothèse suivante : un amphidiploïde primitif 2 (A × D), apparu en Amérique du Sud à une époque préhistorique, aurait donné naissance d'abord à *G. barbadense*, dont une forme encore peu différenciée, introduite en Amérique Centrale à la suite d'une migration humaine, serait devenue l'archétype de *G. hirsutum*. Appliquée au cas rapporté ici, cette théorie se trouverait vérifiée si le génome de *G. raimondii* s'avérait ressembler davantage à celui de *G. barbadense* qu'à celui de *G. hirsutum*, et si cette dernière espèce, théoriquement la plus évoluée, marquait un progrès sensible dans la régularité de la méiose. Comme on l'a vu, cette situation n'est pas réalisée, et par surcroît l'existence d'une translocation réciproque ne fait que diminuer la probabilité d'une parenté étroite entre les deux espèces à 52 chromosomes. Il paraît donc plausible d'admettre avec Mauer [6] que *G. barbadense* et *G. hirsutum* proviennent d'amphidiploïdes différents apparus indépendamment l'un de l'autre dans les deux centres d'origine.

(*) Séance du 28 mars 1960.

[1] J. O. BEASLEY, *Genetics*, 27, 1942, p. 25.
[2] J. B. HUTCHINSON, *Evolution of Gossypium*, Oxford University Press, 1947.
[3] S. G. STEPHENS, *Advances in Genetics*, 1, 1947, p. 431.
[4] T. BOZA BARDUCCI et R. M. MADOO, *Nature*, 145, 1940, p. 553.
[5] J. E. ENDRIZZI, *J. Hered.*, 48, 1957, p. 221.
[6] F. M. MAUER, *Origine et systématique du Cotonnier*, Izd. Akad. Uzbek., 1954.

(*Station I. R. C. T. de Bouaké, Côte-d'Ivoire.*)

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Ontogénie du méristème végétatif principal et des méristèmes latéraux reproducteurs chez* Veronica teucrium *L.* (*Scrophulariacées*). Note (*) de Mme **Arlette Lance-Nougarède**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le méristème principal de *Veronica teucrium* fournit, durant toute la vie de la plante, des feuilles opposées par le fonctionnement plastochronique d'un anneau initial. Les processus spéciaux qui accompagnent le fonctionnement reproducteur des méristèmes latéraux, à l'origine des inflorescences en grappe, sont tout autres.

Le méristème caulinaire de *Veronica teucrium* produit, durant toute la vie de la plante, des feuilles opposées par le fonctionnement latéral et plastochronique d'un anneau initial. Les figures 1 et 2 (test de Brachet) montrent, en section longitudinale, l'évolution d'un jeune apex après la production des feuilles de rang 15; le méristème, entamé par leur surrection, est réduit à l'aire minimale (*pl.* 1, *fig.* 1). Il se régénère alors, à l'aisselle des dernières feuilles formées, par des mitoses tunicales anticlines. Les secteurs latéraux en cours de régénération (*pl.* 1, *fig.* 1, *r*) sont alors spécialement riches en acides ribonucléiques (ARN) comme en témoigne l'affinité de leurs cellules pour la pyronine. La zone apicale axiale (*pl.* 1, *fig.* 1, *za*), où l'on reconnaît deux assises tunicales et trois à cinq cellules de *corpus*, en section, est au contraire, très peu colorée et offre des nucléodes de très faible diamètre (1 μ). Mais les flancs de l'apex prolifèrent encore et, à l'aisselle des feuilles de rang 15, le méristème est bientôt totalement régénéré; l'aire redevient maximale (*pl.* 1, *fig.* 2). Les feuilles de rang 17 sont alors initiées (*pl.* 1, *fig.* 2, *if* 17). La zone axiale passive (*pl.* 1, *fig.* 2, *za*) est toujours soulignée par sa faible teneur en ARN. La plante poursuit son développement et les figures 3 à 5 de la planche 1 témoignent respectivement des phases de régénération latérale (*fig.* 3, *r*), de croissance horizontale, créant les soubassements foliaires (*fig.* 4; *sf*), puis d'organogenèse latérale accompagnant l'initiation foliaire (*fig.* 5, *if*), phases qui se succèdent ainsi indéfiniment au niveau de l'apex principal dont les dimensions maximales ne varient guère.

Chaque année, au printemps, des inflorescences latérales, en grappes, se construisent à partir de bourgeons de deuxième ordre, dont les plus précoces sont situés à l'aisselle des deux feuilles opposées de rang 3, à partir du sommet de l'apex principal. Ces bourgeons reproducteurs sont initiés par des cloisonnements périclines des assises de rang 3 à 4 (*fig.* du texte 1*a*, *cp*). Ces cloisonnements sont très tôt accompagnés de mitoses périclines de l'assise sous-épidermique, *ase* et de divisions anticlines des assises superficielles. Ces divisions répétées organisent un apex de faible diamètre où aucune zonation n'est reconnaissable; la teneur en ARN est, en effet, élevée et uniforme, après le test de Brachet (*pl.* 1, *fig.* 6).

PLANCHE 1.

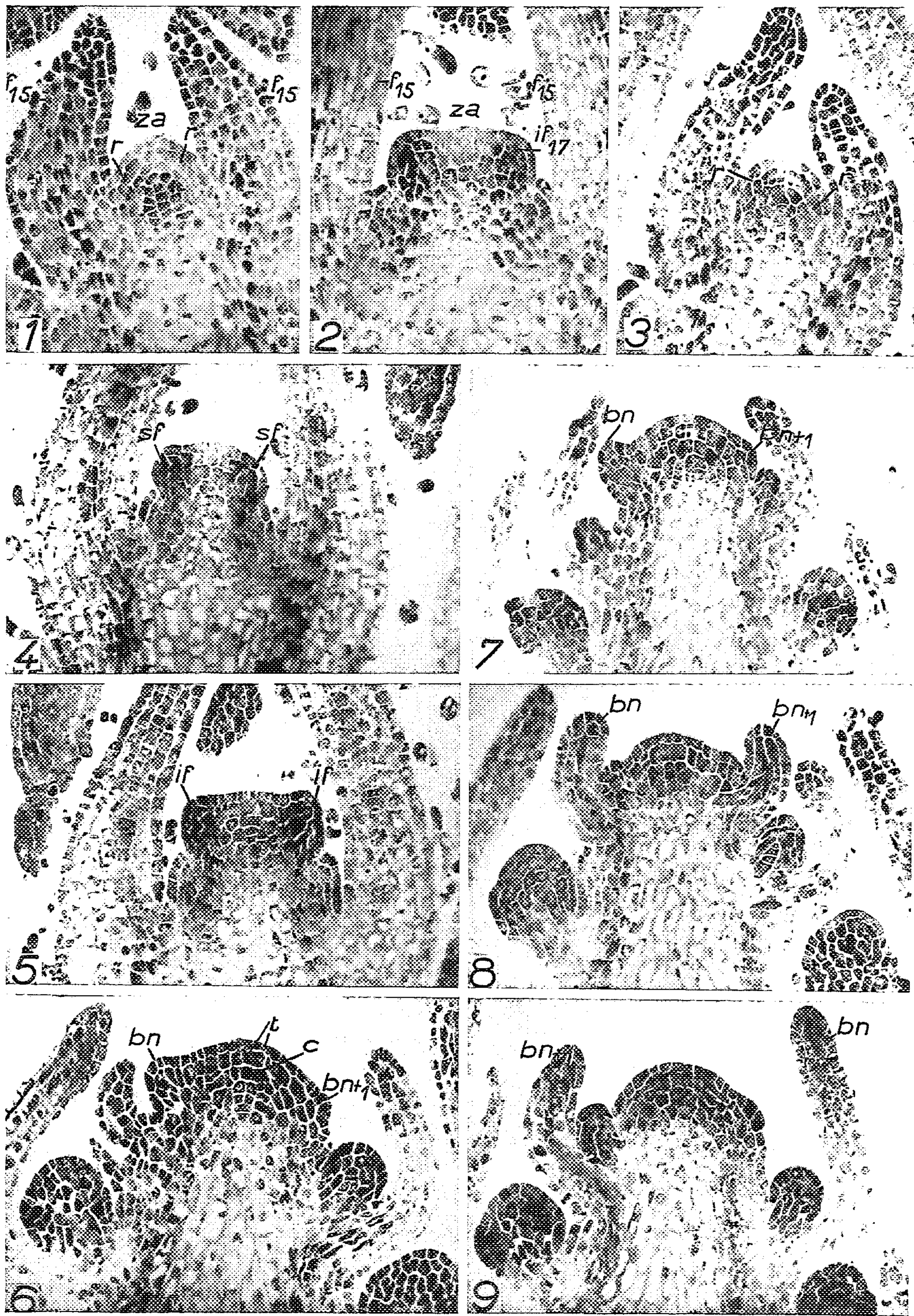

f15
f15
za
r
r
1
f15
f15
za
if17
2
r
r
3
sf
sf
4
bn
bn+1
7
if
if
5
bn
bn+1
8
bn
t
c
bn+1
6
bn
bn
9

PLANCHE 1. — Fig. 1 à 9. — Test de Brachet (G × 180).

Fig. 1 à 5. — Apex principal végétatif.

Fig. 1. — Apex jeune après l'initiation des feuilles, *f* 15; aire minimale, mais régénération latérale, *r* (enrichissement en ARN des cellules de flanc) zone axiale, *za*, étroite et pauvre en ARN.

Fig. 2. — Aire maximale et formation des initiums de rang 17; épais soubassements, très riches en ARN. Zone axiale, *za*, pauvre en ARN.

Fig. 3 à 5. — Apex âgé.

Fig. 3. — Régénération latérale, *r*, après surrection de deux feuilles opposées; forte teneur en ARN des cellules de flanc.

Fig. 4. — Croissance horizontale latérale de l'apex et formation de soubassement sfoliaires, *sf*.

Fig. 5. — Initiation foliaire sur les soubassements foliaires achevés. Cellules latérales très riches en ARN ce qui souligne la zonation.

Fig. à 6 9. — Méristème latéral reproducteur.

Fig. 6. — Initiation successive de deux bractées, *bn* et *bn* + 1. Absence de zonation, forte teneur en ARN de toutes les cellules apicales.

Fig. 7. — Croissance des bractées, *bn* et *bn* + 1 et réduction des dimensions apicales.

Fig. 8. — Initiation et développement des méristèmes floraux *mfn* et *mfn* + 1 à l'aisselle des bractées, *bn* et *bn* + 1. *A gauche*, cloisonnement péricline de régénération apicale Forte teneur en ARN des cellules axiales.

Fig. 9. — Reconstitution du méristème reproducteur préalablement réduit par les initiations bractéo-florales. Teneur élevée en ARN de toutes les cellules apicales.

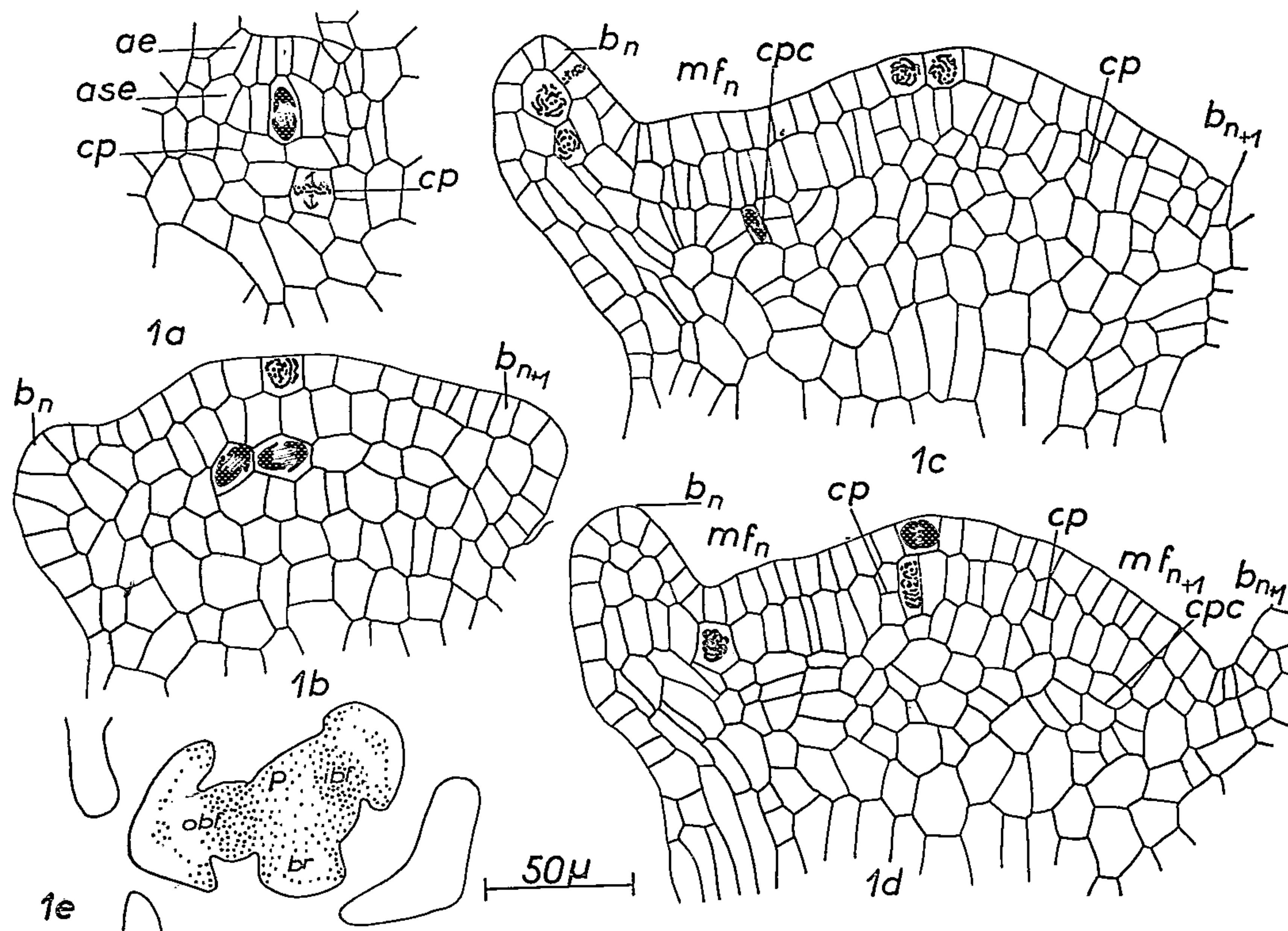


Fig. 1 *a* à 1 *e*. — Navachine-hématoxyline.

Fig. 1 *a*. — Initiation d'un bourgeon reproducteur, de deuxième ordre, par des cloisonnements périclines profonds du *corpus*, *cpc*, et de l'assise sous-épidermique *ase*; *ae*, assise épidermique.

Fig. 1 *b*. — Initiation successive de deux bractées *bn* et *bn* + 1; régénération de l'apex par mitoses anticlines axiales.

Fig. 1 *c*. — Initiation d'un méristème floral, *mfn*, à l'aisselle de la bractée, *bn* par cloisonnements périclines du *corpus*, *cpc*. Élargissement apical axial par divisions tunicales anticlines et reconstitution des flancs par cloisonnements périclines, *cp* de la *tunica* au-dessus du méristème floral, *mfn* + 1 et de la bractée, *bn* + 1.

Fig. 1 *d*. — Initiation du méristème floral, *mfn* + 1 par cloisonnements périclines du *corpus*, *cpc*. Reconstitution de l'apex reproducteur entamé par l'initiation des bractées, *bn* et *bn* + 1 et des méristèmes floraux, *mfn* et *mfn* + 1 par des mitoses anticlines axiales et des divisions périclines, *cp*, plus latérales.

Fig. 1 *e*. — Section transversale pratiquée près du sommet de l'apex reproducteur et montrant quatre secteurs apicaux; *obf*, secteur en cours d'organogenèse bractéo-florale; *ibf*, secteur initiant un méristème floral; *br*, secteur où se développe la plus jeune bractée; *p*, secteur se préparant à une nouvelle initiation bractéale.

Les méristèmes reproducteurs ainsi individualisés, constitués d'une *tunica*, *t*, bisériée et de quelques cellules de *corpus*, *c*, fonctionnent rapidement (*fig.* 6). Les figures 6 à 9 de la planche 1 et 1*b* à 1*e* du texte, témoignent de l'évolution de l'apex reproducteur au cours de l'initiation, puis du développement des bractées et des méristèmes floraux. Des divisions périclines sous-épidermiques (*pl.* 1, *fig.* 6) ont successivement initié, près du sommet, deux bractées, *bn* et *bn* + 1. La surrection de ces deux bractées, ainsi initiées successivement sur un même diamètre apical, entame le méristème bientôt réduit à une aire axiale plus étroite (*fig.* 7 et *fig.* 1*b*). Mais l'apex se régénère aussitôt et s'accroît en surface par des mitoses anticlines (*fig.* 1*b*) situées dans les quelques cellules apicales restantes. Cette régénération sommitale est suivie de près par l'initiation (*fig.* 1*c*) d'un méristème floral, *mfn*, à l'aisselle de la bractée la plus développée, *bn*. Ce bourgeon naît de divisions périclines, *cpc*, de la première assise du *corpus*. Sur le flanc opposé (*fig.* 1*c*) à l'aisselle de la bractée plus jeune, *bn* + 1, des cloisonnements périclines, *cp*, de la deuxième assise tunicale épaississent la zone latérale du méristème. Des mitoses profondes, situées dans le *corpus*, initient à leur tour (*fig.* 1*d*) un méristème floral, *mfn* + 1, à l'aisselle de la bractée, *bn* + 1. L'apex montre alors, sur l'un de ses diamètres, deux bractées et deux méristèmes floraux (*fig.* 8 et *fig.* 1*d*). Le méristème résiduel, formé de quelques cellules axiales, en section, s'élargit par des mitoses anticlines (*fig.* 1*d*) et s'épaissit latéralement par de nouvelles divisions périclines, *cp*, qui reforment un apex légèrement bombé où naîtra une nouvelle bractée.

L'étude du fonctionnement reproducteur examiné, en section transversale, prouve l'existence de quatre centres générateurs qui produisent successivement des bractées et des méristèmes floraux. Tandis qu'un secteur apical est en cours d'intense organogenèse bractéo-florale (*fig.* 1*e*, *obf*), un deuxième secteur, initie un méristème floral (*fig.* 1*e*, *ibf*), un troisième vient de former la plus jeune bractée (*fig.* 1*e*, *br*), un quatrième, enfin, se prépare à une initiation bractéale nouvelle. La zone axiale située au-dessus de cette zone organogène latérale se régénère activement par des mitoses anticlines et des divisions périclines plus latérales. Le fonctionnement reproducteur est donc périodique et régulier, mais, au cours de l'évolution que nous venons de décrire, la teneur en ARN demeure constamment homogène et très élevée dans tout le méristème reproducteur. L'exiguïté-même de l'apex impose, après chaque initiation bractéo-florale, une régénération, à partir du matériel cellulaire restant qui est entièrement axial. La comparaison des figures 1 à 5 avec les figures 6 à 9 montre, de toute évidence, qu'il ne s'individualise pas de zone axiale quiescente dans les méristèmes latéraux reproducteurs.

A l'automne, les méristèmes reproducteurs les derniers formés cessent de fonctionner puis dégénèrent après s'être différenciés; toutes leurs cellules s'appauvrissent en ARN et se vacuolisent fortement.

En bref, la zone axiale quiescente qui demeure indéfiniment nette et évidente dans le méristème végétatif ne s'individualise pas dans les méristèmes reproducteurs latéraux où un accroissement en surface des zones axiales et un épaississement latéral reconstituent, après chaque initiation bractéo-florale, le matériel cellulaire apical.

(*) Séance du 28 mars 1960.

(Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.)

CYTOLOGIE. — *Culture de tissus d'huîtres.* Note (*) de M. **Constantin Vago** et Mlle **Suzette Chastang**, présentée par M. Clément Bressou.

La culture *in vitro* de tissus d'huîtres a été réalisée. La composition des milieux et les particularités de l'obtention de sérum, ainsi que les caractéristiques des cellules cultivées sont décrites.

De nombreux problèmes de physiologie et de pathologie comparées nécessitent dans les groupes d'animaux les plus divers, l'étude de cellules séparées de l'organisme, se développant en milieux de composition connue.

Or, la culture *in vitro* de tissus autres que ceux des Vertébrés ne progresse que depuis peu ([3]), ([4]), ([5]), ([8]) et les expériences positives avec réalisation de véritables cultures se limitent encore à l'heure actuelle, à quelques Lépidoptères de grande taille ([6]), ([10]), ([13]).

C'est pour cela que nous avons essayé d'obtenir la culture des cellules de différents Mollusques marins et avant tout celle des huîtres *Ostrea edulis* L. et *Gryphæa angulata* Link. dont l'importance économique augmente encore l'intérêt des études physiologiques ou pathologiques approfondies ([11]).

Les principes suivis sont semblables à ceux que nous avons exposés antérieurement pour la culture des tissus d'Insectes ([10]), ([12]).

Les techniques sont d'une part celle de la goutte pendante sous sa forme perfectionnée permettant des transferts aseptiques ([9]), d'autre part celles des tubes roulants, des alvéoles en polyvinyle ([1]) et des tubes munis de pellicule de téréphtalate. Cette dernière méthode très récente associe d'une façon particulière un excellent développement cellulaire à de nombreux avantages techniques.

Les tissus dont la mise en culture a été tentée sont le muscle pédieux, les branchies, la membrane péricardique et le tissu cardiaque. Certains de ces tissus, les branchies par exemple, sont septiques et demandent des passages préalables dans un milieu contenant des doses élevées d'antibiotiques (pénicilline, 600 U.I./ml; streptomycine, 0,06 mg/ml; chloramphénicol, 20 g/ml).

Le tissus cardiaque est prélevé après mise à nu de la membrane péricardique par le sectionnement du muscle adducteur. Le séchage rapide de la surface de la membrane est suivi d'une exposition aux rayons ultraviolets pendant 10 mn à une distance de 20 cm d'un émetteur de 15 W. Le cœur peut être aperçu à travers la membrane péricardique; cette dernière percée, les battements de cœur apparaissent et guident le prélèvement du tissu cardiaque.

Les milieux sont composés d'une fraction minérale isotonique, de glucides, d'acides aminés, d'antibiotiques, d'indicateur et de sérum d'huîtres.

Dans cette Note nous indiquerons quelques milieux simplifiés car la reconstitution de la fraction minérale à partir des sels purs : phosphate de calcium, chlorure de sodium, chlorure de potassium, sulfate de magnésium et bicarbonate de sodium, est développée ailleurs en détails.

En effet, une isotonie et un équilibre minéral assez satisfaisants (bien qu'imparfaits) ont pu être obtenus en employant l'eau de mer pour la première fraction. Dans 100 ml de celle-ci sont dissous 500 mg d'hydrolysat de lactalbumine, 100 mg de glucose, 20 000 U. I. de pénicilline et 2 mg de streptomycine. Après réglage du pH à 6,6 avec une solution normale de bicarbonate de sodium, le milieu est additionné de 10 à 20 % de sérum d'huîtres obtenu par la méthode décrite plus loin et centrifugé à 7 000 t/mn pendant 10 mn.

La mélanisation (phénomène gênant dans l'hémolymphe des Insectes par exemple) n'existant pas pour le sang d'huîtres, on a également pu envisager d'utiliser directement ce liquide comme base de milieu de culture. On en obtient en effet, facilement plusieurs millilitres et l'on élimine entièrement les éléments cellulaires en le centrifugeant à 7 000 t/mn pendant 10 mn. Le surnageant est complété alors par les constituants organiques énumérés plus haut, aux doses également indiquées.

Pour ces milieux, le pH et la dépression du point de congélation doivent être rigoureusement contrôlés et ils sont filtrés sur membrane stérilisante ou sur bougie L 3. Il est également possible de tenter un prélèvement aseptique du sang, de le centrifuger aseptiquement et de l'ajouter au milieu après avoir filtré ce dernier.

Une opération commune pour tous les milieux est le prélèvement de sang car la présence de ce liquide est indispensable pour la culture. Cette opération se réalise par la ponction de la poche péricardique et notamment des lacunes situées en cet endroit et demande un certain entraînement. Après avoir soulevé la coquille de moins de 1 mm, le faisceau musculaire des valves est sectionné avec un scalpel mince au ras de la coque. On risque en effet de blesser la membrane péricardique située très près du manteau à proximité du faisceau de muscles. D'un mouvement précis on introduit dans la poche péricardique, à travers la membrane dégagée, une pipette Pasteur légèrement effilée, cassée, mais non arrondie et on laisse couler le sang à travers cette canule sans exercer ni pression, ni aspiration.

Deux types de culture contenant des doses élevées d'antibiotiques (*voir* plus haut) ont été réalisés à partir du manteau, des branchies et surtout du tissu cardiaque. Pour la culture d'explants, les fragments sont découpés en petits morceaux de moins de 1 mm puis lavés plusieurs fois dans du milieu de culture afin d'augmenter l'aseptie et d'éliminer les hémocytes et enfin portés dans les tubes de culture selon une technique précisée ailleurs [10]. Dans le deuxième type, les fragments lavés sont soumis à une digestion à l'hyaluronidase à dose très faible jusqu'à désagrégation du tissu en éléments cellulaires [2]. Avec la méthode des explants,

on obtient à 25° à partir du tissu cardiaque une émigration de cellules d'abord rondes et prenant ensuite la forme de fibroblastes; avec la technique de digestion on observe les cellules individuelles dispersées ou groupées ayant une apparence semblable ou étant souvent du type épithélial. Les cultures peuvent être maintenues plusieurs semaines en changeant le milieu. Dans les explants les battements du fragment de cœur ainsi que certains des mouvements ciliaires des branchies peuvent persister également plusieurs semaines. En transférant l'explant dans de nouveaux récipients et en changeant le milieu, de nouvelles émissions rapides de cellules se produisent. On observe des signes de mitoses mais bien moins fréquemment que dans les cultures de tissus des Vertébrés. Quelques transferts de cellules cultivées ont également été réalisés.

Parallèlement aux travaux relatés, des études sont en cours avec les milieux de culture synthétiques, conformes à nos analyses sur la composition du sang et des tissus d'huîtres au point de vue minéral et acides aminés.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) K. AIZAWA et C. VAGO, *Entomophaga*, 4, 1959, p. 249.
(2) K. AIZAWA et C. VAGO, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 928.
(3) P. BOHUSLAV, *Arch. f. Exp. Zellforsch.*, 13, 1933, p. 673.
(4) I. FISHER et G. GOTTSCHEWSKI, *Naturwiss.*, 27, 1939, p. 391.
(5) J. B. GATENBY, *Nature*, 1931, p. 1002.
(6) T. D. C. GRACE, *J. Gen. Physiol.*, 41, 1958, p. 1027.
(7) J. REHACEK, *Acta Virologica*, 2, 1958, p. 253.
(8) W. TRAGER, *J. Exptl. Med.*, 51, 1935, p. 501.
(9) C. VAGO, *Mikroskopie*, 12, 1958, p. 246.
(10) C. VAGO, *Entomophaga*, 4, 1959, p. 23.
(11) C. VAGO, *Comm. Cong. Spallanzani*, 1, 1959.
(12) C. VAGO et S. CHASTANG, *Experientia*, 14, 1958, p. 426.
(13) S. S. WYATT, *J. Gen. Physiol.*, 39, 1956, p. 841.

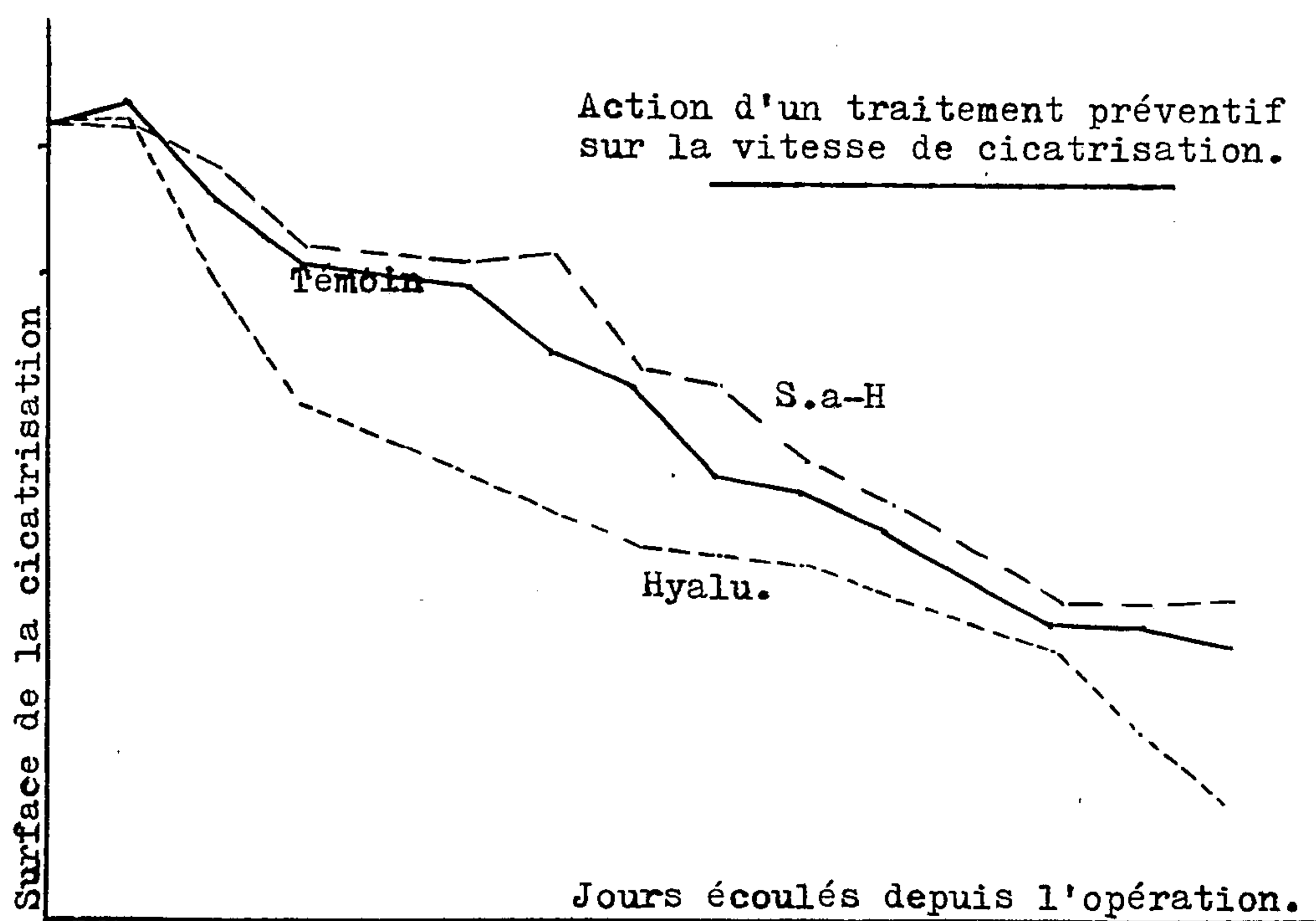
(*Institut National de la Recherche agronomique.*)

PHYSIOLOGIE. — *Effet d'un traitement préventif sur l'activité du tissu conjonctif*. Note (*) de M. **Jean Loiseleur** et Mlles **Liliane Catinot** et **Annick Thobie**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'activité du tissu conjonctif peut être modifiée, pour une période d'une longue durée, par un traitement préventif avec l'hyaluronidase (augmentation du métabolisme) ou par le sérum antihyaluronidase (diminution du métabolisme). Cet effet sur le tissu conjonctif est mis en évidence par l'observation de la cicatrisation des plaies expérimentales du Rat.

La cicatrisation d'une plaie expérimentale constitue un objet favorable pour l'étude de l'activité du tissu conjonctif. En pratiquant, par exemple sur le Rat, l'ablation d'un cercle de peau, il est facile de suivre la cicatrisation en mesurant, à intervalles réguliers, le diamètre de la plaie en voie de cicatrisation : en l'absence de tout traitement, la réparation est terminée après 35 jours.

1. Des expériences antérieures [1] avaient mises en évidence l'efficacité d'un traitement curatif, commencé immédiatement après l'ablation de la



rondelle de peau. L'intervention de l'hyaluronidase y apparaît comme primordiale : d'une part, l'injection quotidienne de l'hyaluronidase accé-

lère la cicatrisation; d'autre part, un traitement par le sérum antihyaluronidase exerce un effet inverse et ralentit la cicatrisation. Le mode d'action de l'hyaluronidase est évident, puisque la dépolymérisation qu'elle exerce sur les mucopolysaccharides diminue la viscosité du milieu et favorise les échanges : l'hyaluronidase constitue ainsi le « pivot » du métabolisme. Dès lors, ces deux actions inverses — celle de l'hyaluronidase et celle du sérum antihyaluronidase — ne sont pas inattendues, quand ce traitement est poursuivi au cours de la cicatrisation.

2. Il est, par contre, remarquable que le même traitement, pratiqué pendant les 5 jours qui précèdent l'opération, entraîne un effet encore plus marqué. Les animaux sont opérés le 6e jour et abandonnés sans aucun traitement. Le résultat de ce traitement préventif est représenté par la courbe I (en abscisse, les jours consécutifs à l'opération; en ordonnée, la vitesse de cicatrisation, représentée par la surface de la plaie).

Voici le protocole de l'expérience. 36 rats Wistar, du poids moyen de 150 g, sont divisés en trois lots : l'un sert de témoin, les deux autres subissent pendant 5 jours une injection sous-cutanée de doses croissantes, soit d'hyaluronidase [extrait de testicule de taureau, préparé à l'Institut Pasteur de Garches (P. Boquet)], soit de sérum antihyaluronidase, provenant de lapins préparés pendant plusieurs mois avec des doses croissantes d'hyaluronidase. Ce traitement préventif comporte les doses suivantes :

	Injection d'hyaluronidase. (U).	Injection de sérum antihyaluronidase (dilué au 1/3). (ml)
1er jour	2	0,2
2e »	5	0,5
3e »	10	1
4e »	10	1
5e »	10	1

Le lendemain de la dernière injection, on pratique, sur la région dorsolombaire, l'ablation d'une rondelle de peau d'un diamètre de 2 cm. Le diamètre de la cicatrisation est mesuré tous les jours. La simple inspection des animaux montre la différence considérable entre les cicatrisations des animaux soumis à un traitement antérieur par l'hyaluronidase ou par son sérum antagoniste.

D'autre part, l'observation de la courbe montre que l'effet du traitement préventif se manifeste sur une plus longue durée que celui du sérum antihyaluronidase. Ce fait peut provenir de l'apparition continue de l'hyaluronidase élaborée par le tissu, laquelle parvient à saturer le sérum et à le neutraliser, ce qui entraîne la disparition rapide du traitement préventif. Au contraire, la surcharge d'hyaluronidase manifeste son action pendant une plus longue durée.

Dans les deux cas, il est remarquable que ce traitement entraîne une action générale et que cette action préventive persiste pendant une période consécutive d'une durée relativement considérable.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 445.

(*Laboratoire Pasteur, Institut du Radium.*)

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *La transmission des contrastes par le système optique de l'œil et les seuils de contrastes rétiniens.* Note (*) de M. **Albert Arnulf** et Mlle **Odette Dupuy**, présentée par M. Armand de Gramont.

Les contrastes de l'image et les seuils de contraste rétiniens sont mesurés en fonction de la fréquence spatiale de l'objet et du diamètre de la pupille d'entrée de l'œil. Le sujet opère en égalisant le contraste de l'image rétinienne avec celui, réglable et connu, d'un système de franges d'Young de référence, lequel contraste n'est pas affecté par les défauts du système optique de l'œil. Résultats obtenus.

A la suite des travaux de Duffieux (1), (2), on a été conduit à caractériser les propriétés des images instrumentales par la « transmission des fréquences spatiales », ou plus simplement la « transmission des contrastes ». L'objet étant un réseau de fréquence spatiale déterminée (distribution sinusoïdale des amplitudes) et complètement modulé (intensité minimale nulle), l'image présentera une distribution analogue des intensités, mais avec une modulation moindre, cette dernière devenant nulle pour une fréquence critique dite de coupure très voisine du pouvoir séparateur.

Si nous appelons B et b les maximums et minimums de luminance de l'image, sa modulation M et son contraste C sont définis par

$$M = \frac{B - b}{B + b}, \qquad C = \frac{B - b}{B}, \qquad C = \frac{2M}{1 + M}.$$

Dans ce qui suit, nous ferons exclusivement usage de la modulation M. On pourra de même définir les propriétés de l'image oculaire; dans l'association de l'œil avec un instrument d'optique, la modulation de l'image finale sera le produit des modulations des composantes. Si, de plus, on connaît les seuils de contraste (ou de modulation) de l'œil en fonction de la fréquence spatiale on pourra, soit savoir si une image est ou non perçue, soit calculer le pouvoir séparateur d'un instrument visuel, en cherchant la fréquence pour laquelle la modulation de l'image est égale au seuil de modulation rétinien.

Principe de la méthode. — L'objet étudié, périodique, sinusoïdal et incohérent est constitué par un système de franges d'interférences rectilignes, équidistantes et de modulation égale à l'unité, formées entre deux surfaces planes faisant un très petit angle réglable afin de faire varier le pas des franges. L'image de la source monochromatique ($\lambda = 0{,}546\ \mu$) est formée dans le plan de la pupille du sujet; le diamètre de cette image est d'environ 30 mm, assurant une incohérence complète de l'éclairage.

On mesure subjectivement la modulation de l'image rétinienne en l'égalisant avec celle d'un système de franges d'Young de même pas et de modulation réglable et connue; elles sont produites par deux fentes iden-

tiques et parallèles, de longueur 1,5 mm, de largeur variant de 0,1 à 1 mm, éclairées en lumière bien cohérente ($\lambda = 0{,}546\ \mu$) projetées sur la pupille de l'œil avec un grandissement 0,06; on peut substituer plusieurs paires de fentes correspondant à des pas différents des systèmes de franges. On obtient ainsi une image rétinienne dont le contraste n'est pas affecté par les défauts du système optique de l'œil; ceci est vrai aussi pour les images de tests éclairés en lumière cohérente, et cette propriété a été utilisée par Y. Le Grand dans ses travaux classiques sur les limites de résolution par la rétine ([3]). La variation de la modulation des franges d'Young est obtenue par variation de la longueur relative des fentes; K étant le rapport de la plus courte à la plus longue on a, pour la modulation M et le contraste C :

$$M = \frac{2K}{1+K}, \qquad C = \frac{4K}{1+3K}.$$

Le tableau suivant fournit les valeurs de la modulation de l'image rétinienne pour diverses valeurs du pas angulaire s des franges et du diamètre ω de la pupille d'entrée de l'œil; les valeurs de ω inférieures à 2 mm ne se rencontrent que dans l'observation au moyen d'un instrument d'optique. La dernière colonne donne les valeurs du seuil de modulation. Les résultats représentent la moyenne de trois observateurs, l'éclairement rétinien étant *constant* et correspondant à une luminance de 10 cd/cm² pour une pupille de 4 mm.

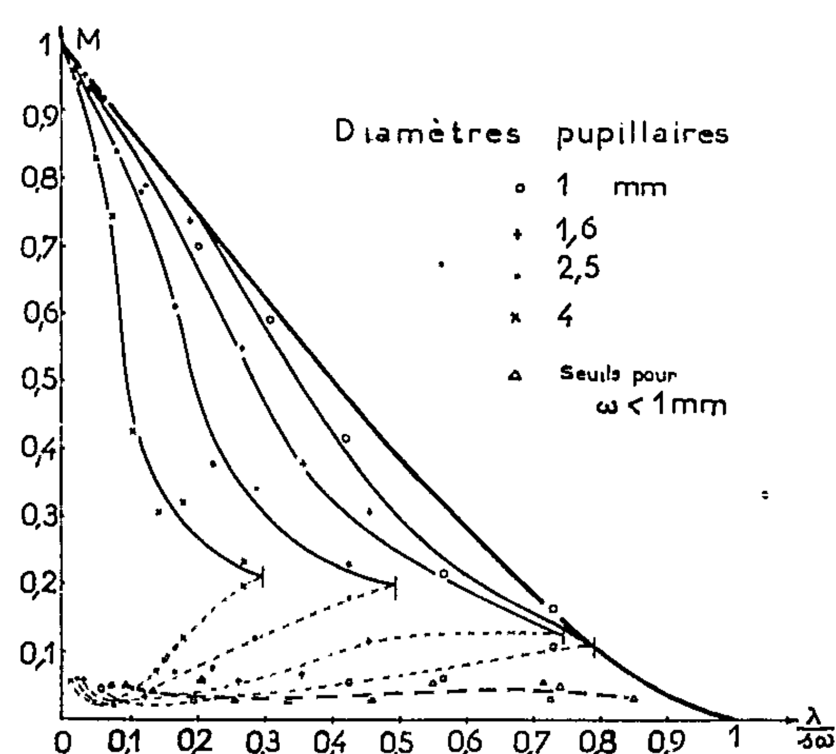
Modulation de l'image rétinienne.

S'. ω(mm)...	0,15.	0,27.	0,42.	0,58.	0,76.	0,98.	1,57.	2,5.	4,0.	Seuil de modulation.
1,74..........	–	–	–	–	–	–	–	0,23	0,23	0,19
2,6..........	–	–	–	–	–	0,16	0,30	0,34	0,32	0,11
3,3..........	–	–	–	–	0,10	0,21	0,37	0,38	0,31	0,064
4,5..........	–	–	–	0,13	0,28	0,41	0,55	0,61	0,43	0,055
6,2..........	–	–	0,14	0,39	0,52	0,59	0,74	0,78	0,74	–
9,5..........	–	0,12	0,38	0,50	0,63	0,70	0,78	0,84	0,83	0,026
32,8..........	0,55	0,75	0,85	0,89	0,91	0,91	0,95	0,94	0,96	0,049

Sur la figure, on a porté les valeurs de la modulation M en fonction de la fréquence spatiale réduite; l'ordonnée nulle correspond à la fréquence de coupure. La courbe en traits épais donne les valeurs théoriques relatives à un instrument optiquement parfait. Les courbes en traits fins sont relatives à diverses valeurs du diamètre pupillaire ω, mais nous n'avons pas représenté celles correspondant à $\omega < 1$ mm, parce que les points correspondants se placent, aux erreurs d'expérience près, sur la courbe théorique. Ceci confirme que le système optique de l'œil peut être considéré comme optiquement parfait lorsque le diamètre ω est inférieur à 0,8 mm, ainsi que nous l'avions montré autrefois en comparant ses limites de résolution, calculées à partir de la théorie de la diffraction, avec les limites mesurées ([4]). Par contre, l'écart avec la courbe théorique croît avec ω,

pour devenir considérable pour $\omega = 4$ mm. Chacune de ces courbes présente un point d'arrêt, dont l'ordonnée correspond au seuil de contraste rétinien. L'intersection de chacune des courbes précédentes avec la courbe (en traits interrompus) relative au même diamètre pupillaire et donnant les seuils de modulation rétiniens en fonction de $\lambda/s\omega$, fournit la valeur de $\lambda/s\omega$ correspondant à la limite de résolution de l'œil; ces abscisses ont été, d'autre part, mesurées directement et reportées sur la courbe.

On voit que les seuils présentent un minimum correspondant, pour toutes les pupilles, à un pas de la mire objet voisin de 10 mn d'arc.



Le graphique précédent met en évidence la qualité optique de l'œil; ses performances relatives à la modulation sont représentées en remplaçant $\lambda/s\omega$ par λ/s. On constate alors que les meilleures performances sont obtenues pour les pupilles plus grandes que 1,5 mm, et qu'elles varient peu avec le diamètre pupillaire; on sait d'ailleurs qu'il en est de même pour la limite de résolution (4). De nouvelles mesures du seuil de modulation rétinien seront entreprises prochainement, afin d'étudier sa variation en fonction de l'éclairement.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) P. M. DUFFIEUX, *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique*, Rennes, 1946.

(2) A. MARÉCHAL, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, *Optique géométrique générale. Influence des aberrations sur le contraste*, p. 155.

(3) Y. LE GRAND, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 490; In : *La formation des images rétiniennes : Sur un mode de vision éliminant les défauts optiques de l'œil*. 2e Réunion de l'Institut d'Optique, 1937.

(4) A. ARNULF, *La vision dans les instruments. Étude de la limite de séparation visuelle*, *Revue d'Optique*, 1937.

BIOLOGIE. — *Action* in vitro *d'un nouvel antibiotique antifongique extrait d'un actinomycète isolé du sol.* Note de MM. **Albert Faivre-Amiot** et **Thadée Staron**, présentée par M. Clément Bressou.

Un antibiotique antifongique ressemblant à l'ayfactine par certains caractères, a été isolé à partir des cultures d'un actinomycète. Dans la présente Note, nous donnons quelques-uns des caractères culturaux et biochimiques de la souche productrice ainsi que le spectre d'activité antibiotique de la substance.

Au cours de nos recherches [1] sur les antagonismes microbiens, nous avons isolé du sol un actinomycète capable de se développer sur le mycélium de certains champignons et de produire en culture pure une substance antibiotique.

L'actinomycète appartient au genre *Streptomyces* et a, provisoirement été appelé Streptomyces AE 56.

Sur le milieu glucose-asparagine-agar [2] sa croissance est bonne; le mycélium végétatif est translucide et légèrement ambré, plissé, tandis que le mycélium aérien est blanc crème à blanc grisâtre. Le revers de la culture est blanc, brun par places. Un pigment brun est excrété dans le milieu en faible quantité. Sur gélose-pomme de terre-glucose, il croît en donnant un mycélium abondant, fructifiant rapidement, prenant une teinte blanche, légèrement teintée de gris. Le revers de la culture apparaît blanc avec des taches marron. Un pigment brun diffuse en faible quantité dans le milieu.

Le Streptomyces AE 56 hydrolyse l'amidon, liquéfie la gélatine, peptonise le lait, produit de l'hydrogène sulfuré, réduit lentement les nitrates mais ne produit pas d'indol.

Aucune activité antagoniste n'a été observée vis-à-vis des bactéries. Par contre la souche AE 56 s'est montrée inhibitrice de nombreuses espèces de champignons parmi lesquels : *Endothia parasitica, Colletotrichum lindemuthianum, Cryptococcus neoformans, Ustilago zeæ, Gleosporium musarum*, etc. Enfin signalons que AE 56 est capable de se développer *in vitro* sur le mycélium de divers champignons (*Colletotrichum, Gleosporium*, etc.).

Le spectre d'activité de l'antibiotique produit par la souche AE 56 a été étudié en tubes sur gélose-pomme de terre-glucose pour les espèces phytopathogènes et sur milieu extrait de levure-peptone-glucose pour les espèces pathogènes de l'Homme [3]. La substance antibiotique est ajoutée à la gélose fondue après stérilisation du milieu de façon à obtenir les concentrations désirées. Après solidification de la gélose, chaque série de dilution est ensemencée avec trois gouttes d'une suspension de spores ou de mycelium de l'organisme à éprouver.

Nous donnons ci-dessous la quantité minimale de substance contenue

dans 1 ml de milieu, capable d'inhiber complètement la croissance des germes après 48 h d'incubation.

ESPÈCES PHYTOPATHOGÈNES OU SAPROPHYTES (incubation à 24-26° C). — *Botrytis allii*, 12,5 µg; *Cephalothecium roseum*, 400 µg; *Ceratostomella ulmi*, 1,56 µg; *Colletotrichum lagenarium*, 0,39 µg; *Colletotrichum lindemuthianum*, 0,39 µg; *Claviceps purpurea*, 0,1 µg; *Endothia parasitica*, 0,02 à 0,05 µg; *Entyloma dahliæ*, 6,25 µg; *Fusarium cæruleum*, 100 µg; *Fusarium oxysporum cubense*, 100 µg; *Fusarium xylarioïdes*, 3,12 µg (après 4 jours); *Gleiosporium musarum*, 0,39 µg; *Pythium megalacanthum*, 100 µg; *Penicillium gladioli*, 100 µg; *Pestalozzia coffeicola*, µg; *Septoria apii*, 3,12 µg; *Thielaviopsis* sp., 50 µg; *Ustilago maydis*, 3,12 µg; *Ustilago nuda*, 0,78 à 3,12 µg.

ESPÈCES PATHOGÈNES POUR L'HOMME (incubation à 37° C sauf indication contraire). — *Candida albicans*, 1,56 µg, après 24 h et à 12,5 µg, après 48 h; *Candida krusei*, 12,5 µg, après 24 h et 200 µg après 48 h; *Cryptococcus neoformans*, 0,2 µg, après 24 h et 0,78 µg après 48 h; *Ctenomyces asteroïdes*, 25 µg après 48 h à 26° C. La substance est pratiquement sans action sur *Coccidioides immitis*, *Histoplasma capsulatum*, *Sporotrichum schenki*.

Nous avons également observé une inhibition partielle de la croissance pour *Blastomyces brasiliensis*, *Blastomyces dermatitidis*, *Madurella mycetomi*. Malheureusement nous n'avons pu doser l'activité de la substance, des différences sensibles dans le taux d'inhibition ayant été observées d'une expérience à l'autre.

Des essais préliminaires de toxicité chez l'animal ont montré que le Cobaye tolère bien une dose de 1 g/kg. Des essais de phytotoxicité effectués sur le Concombre, le Fraisier, le Haricot et la Tomate ont montré que ces plantes supportaient très bien en pulvérisation une solution de la substance à 2 g/l.

(1) T. STARON et A. FAIVRE-AMIOT, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1730.

(2) S. A. WAKSMANN, *The Actinomycetes*, 1950, Waltham Mass. (U. S. A.)

(3) Les souches ont été communiquées par le Service de Mycologie de l'Institut Pasteur.

(*Station Centrale de Pathologie végétale de l'I. N. R. A.*)

GÉNÉTIQUE. — *Note sur l'hétérogénéité de certains clans toubous du Sahara oriental. Importance de l'isolement géographique.* Note (*) de MM. **Jacques Ruffié** et **Jean Ducos**, transmise par M. Albert Vandel.

Au cours de l'été 1959, nous avons eu l'occasion d'étudier la répartition des groupes sanguins chez les indigènes toubous du Borkou et du Tibesti (Sahara oriental). Parmi les premiers, nous avons particulièrement étudié deux clans socialement très isolés l'un de l'autre :

1° les *Donzas* : appartenant au groupe Dazas et qui occupent les oasis du Borkou. Ce sont des populations nomades ou semi-nomades. Souvent dans ce cas, l'homme nomadise seul, tandis que la femme, les enfants et les vieillards restent dans les oasis avec une partie des troupeaux;

2° les *Kamadjas* : qui constituent un clan très isolé, représentant les descendants des anciens esclaves razziés sur le pourtour du Borkou et du Tibesti. C'est une population sédentaire, s'occupant des travaux agricoles et ne se mêlant guère aux Donzas au milieu desquels ils vivent.

En comparant ces deux lots, deux constatations s'imposent :

1. Hétérogénéité. — Ces deux groupes sont chacun hétérogènes.

1° *Fréquence des gènes p, q, r, chez les Donzas :*

Tableau I.

	Total.	p.	q.	r.	$\frac{D}{\sigma}$.
Donzas................	308	0,1752	0,1753	0,6515	3,8941

L'écart type dépasse largement 3 et démontre donc que sur le plan biologique, le clan Donza n'est pas homogène.

D'où vient cette hétérogénéité ?

Les sujets appartenant au clan Donza et que nous avons pu grouper avaient en réalité une double origine :

— 164 étaient de Largeau, vaste oasis de passage situé au centre même du Borkou et des localités immédiatement voisines : Son, Mardagai, Djiddi, Kookeur;

— 144 étaient de localités situées largement à l'Ouest et au Nord-Ouest de Largeau et relativement isolées (Tigui, Bedo, Kirdimi, Yen, N'Gourma).

Cela nous a amenés à scinder en deux groupes géographiques l'ensemble des Donzas : Donzas I : Largeau, Son, Mardagai, Djiddi, Kookeur; Donzas II : Tigui, Bedo, Kirdimi, Yen, N'Gourma.

Les résultats qu'on obtient alors sont figurés dans le tableau II.

Les valeurs de l'écart réduit observées pour chaque groupe ainsi défini géographiquement sont d'une homogénéité plus grande que pour le clan Donza considéré dans son ensemble.

Par ailleurs, le test du χ^2 effectué entre les groupes Donza I et Donza II indique qu'il existe une différence hautement significative entre les deux groupes Donzas que nous avons isolés à partir de données purement géographiques (la valeur obtenue dépasse largement le seuil de 5 %).

TABLEAU II.

	Total.	*p*.	*q*.	*r*.	$\frac{D}{\sigma}$.
Donzas I	164	0,1292	0,1994	0,6713	3,1132
Donzas II	144	0,2306	0,1441	0,6252	2,2651

2° *Fréquence des gènes p, q, r chez les Kamadjas.* — Comme nous l'avons signalé plus haut, les Kamadjas représentent une ethnie faite d'anciens esclaves razziés sur le pourtour du Tibesti ou du Borkou. On admet généralement que les unions entre le clan Kamadja (qui constitue une caste « inférieure ») et les divers clans Dazas tel que le clan Donza sont exceptionnelles.

La répartition des groupes sanguins chez les Kamadjas indique qu'ici encore on est en présence d'un lot particulièrement hétérogène, l'écart réduit dépassant largement 3.

TABLEAU III.

	Total.	*p*.	*q*.	*r*.	$\frac{D}{\sigma}$.
Fréquences géniques	382	0,1897	0,1180	0,6923	3,2031

Comme pour le clan précédent nous avons scindé les Kamadjas en deux groupes géographiques : Kamadjas I et Kamadjas II correspondant exactement aux zones géographiques définies pour les Donzas I et les Donzas II. On observe alors les résultats suivants :

	Total.	*p*.	*q*.	*r*.	$\frac{D}{\sigma}$.
Kamadja I	198	0,1246	0,1392	0,7362	1,7237
Kamadja II	148	0,2832	0,0749	0,6418	3,1250

	Valeur de χ^2.	Conclusion.
Kamadja I/Kamadja II	25,2025	Significatif à 1 %

Le test du χ^2 confirme les différences hautement significatives qu'on observe entre les deux groupes Kamadjas que nous avons isolés géographiquement.

2. Étude des rapports entre les différents groupes géographiques Donzas et Kamadjas. — Il nous a paru intéressant de comparer entre eux les groupes Donzas et les groupes Kamadjas appartenant à une même zone géographique. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

	Valeur du χ^2.	Conclusion.
Kamadja I /Donzas I	6,1615	Non significatif
Kamadja I /Donzas II	11,5423	Significatif à 1 %
Kamadja II/Donzas I	21,2453	»
Kamadja II/Donzas II	6,9507	Non significatif

Ce tableau démontre que :

1° Il n'y a pas de différence significative entre les Kamadjas de Largeau et les Donzas de Largeau (Kamadja I et Donzas I);

2° Il n'y a pas de différence significative entre les Kamadjas de Kirdimi et les Donzas de Kirdimi (Kamadja II et Donzas II);

3° Il existe une différence significative entre les Kamadjas de Largeau et ceux de Kirdimi (Kamadja I et Kamadja II), de même qu'il existe une différence significative entre les Donzas de Largeau et ceux de Kirdimi (Donzas I et II).

CONCLUSION ET RÉSUMÉ. — L'étude des groupes sanguins du système ABO chez certains clans Toubous du Sahara oriental nous a permis de faire les constatations suivantes :

1° Certains clans, à vaste répartition géographique, constituent des groupes génétiquement hétérogènes lorsqu'ils sont pris dans leur ensemble.

2° Cette hétérogénéité semble tenir au fait qu'un même clan peut être formé de plusieurs isolats géographiques présentant entre eux des différences statistiquement significatives. A ce point de vue l'oasis désertique offre sans doute des conditions d'isolement aussi efficace que l'insularité.

3° Malgré leur « isolement social » (au moins officiel), certains clans très différents sur le plan de l'ethnographie, mais occupant une même zone biogéographique ne présentent entre eux aucune différence séro-anthropologique significative. Cela tient sans doute au nombre important d'unions clandestines qui doivent se pratiquer entre clans différents, mais occupant une même région.

Ces constatations permettent de penser que l'importance des échanges génétiques entre deux populations différentes est beaucoup plus réglée par l'isolement géographique que par l'isolement social. Ici encore, l'ethnie et la race pure pourront souvent ne pas coïncider : les « échanges éducatifs » ne se faisant pas toujours dans le même sens que les « échanges chromosomiques ».

(*) Séance du 4 avril 1960.

(Travail du Centre d'Études des Problèmes humains dans les Zones arides, Paris.)

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Les tumeurs trophoblastiques et le problème de l'origine des Placentaires.* Note de M. ROLAND DE RUYCK, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le fait que le chorio-épithéliome ectopique de l'homme ou de la femme, survenant en dehors de toute grossesse, réalise le même aspect histologique et physiologique que le chorio-épithéliome gravidique, et constitue, somme toute, une *métaplasie trophoblastique maligne* du système réticulo-endothélial, soulève la question de l'origine du trophoblaste, qui, au cours de l'Évolution, a été *l'innovation majeure* qui a permis l'ontomutation et la phylogénie des Placentaires.

De l'examen des divers aspects de ce problème il résulte :

1° Sur le *plan paléontologique*, la différenciation des Méta- et des Euthériens remonte au Triasique et au Permien, et s'est effectuée à partir de deux branches séparées issues de Reptiles synapsidés pélicosauriens.

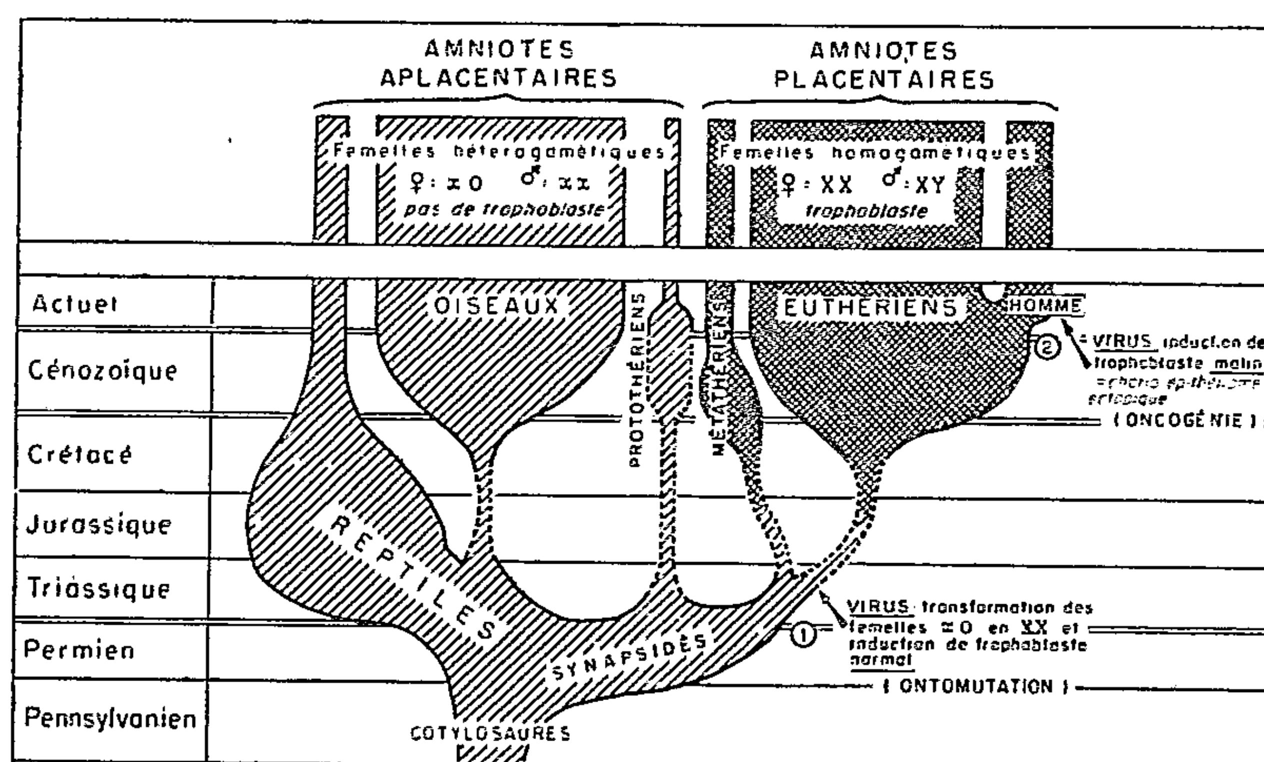
2° *De la physiologie comparée de la gestation*, il résulte que les tentatives de placentation ont dû être nombreuses au cours de l'Évolution, dont quelques-unes ont persisté chez certains Sélaciens, Téléostéens, Amphibiens, Reptiles et même Invertébrés, sous la forme de connections nutritives fœto-maternelles très variables. Aucune d'entre elles n'a cependant eu de grandes possibilités évolutives, faute de trophoblaste.

3° Sur le *plan embryologique* la différenciation précoce d'un trophoblaste capable de satisfaire d'emblée, à partir du milieu ambiant, les besoins nutritifs de l'embryon, a rendu le vitellus des œufs télolécythes des Reptiles superflu, et permis sa réduction (Marsupiaux), ou sa disparition (Euthériens) en entraînant, de ce fait, la transformation du blastodisque des Reptiles en blastocyste des Placentaires. C'est l'existence préalable du trophoblaste qui permet aussi aux membranes embryonnaires de constituer avec lui les formes les plus efficientes de placenta, placenta chorionique, chorio-vitellin ou chorio-allantoïque.

4° Sur le *plan anatomique*, le trophoblaste n'a pu être une réussite évolutive que grâce à une métaplasie endométriale concomitante d'une partie des canaux de Müller, créant un utérus capable de l'accueillir. L'endomètre et le trophoblaste représentant deux articles coaptatifs d'une seule charnière physiologique, qui est la gestation.

5° Sur le *plan génétique*, il a été établi que l'hétérogamétie est femelle chez tous les Reptiles, et de type XO. Donc, il faut en conclure que le mécanisme qui a présidé à l'ontomutation des Placentaires, a dû retentir profondément sur la configuration chromosomiale et entraîner la transformation des femelles reptiles hétérogamétiques XO en femelles placentaires homogamétiques XX. D'autre part, la métaplasie endométriale aberrante, qui se réalise encore aujourd'hui sous la forme d'*endométriose*,

ne se rencontrant qu'*exclusivement* chez la Femme, il est vraisemblable que l'activité des gènes de l'endomètre soit liée à la formule XX et non à XY. Enfin, il semble que le pouvoir oncogène et métaplasiant du virus choriotrope, soit le fait d'un allélisme préalable entre les gènes du virus et ceux de la cellule réceptrice, dont la polyploïdisation réalisée à la faveur d'une infection virale, puisse entraîner soit la cancérisation du trophoblaste embryonnaire, soit un chorio-épithéliome ectopique, c'est-à-dire la différenciation d'un trophoblaste d'emblée malin à partir du système réticulo-endothélial adulte.



La flèche 1 indique approximativement l'époque où des phénomènes infectieux aient pu convertir l'hétérogamétie femelle des reptiles en homogamétie et induire héréditairement la différenciation d'un tissu trophoblastique, suivant des mécanismes responsables de la métaplasie trophoblastique *tumorale* (flèche 2) observable aujourd'hui en pathologie humaine.

Ainsi les *deux caractères cardinaux* par lesquels des Placentaires se distinguent des Reptiles dont ils sont issus, est que l'embryon des Méta- et des Euthériens est doté d'un trophoblaste, et que le déterminisme génétique du sexe, est inversé par rapport à celui des Reptiles. Donc, le *problème* est de savoir comment les gènes d'une différenciation trophoblastique, telle que le chorio-épithéliome ectopique, aient pu, introduits par des virus, s'intercaler dans le génome des Reptiles et les transformer ainsi en Placentaires, sachant que ceci a dû profondément affecter les chromosomes sexuels.

Les femelles reptiles, étant (xo) pondent des œufs x et o; les mâles, étant (xx) donnent des gamètes x. Soit X la fraction des gènes ayant touché les chromosomes sexuels.

a. Un ovule x, primitivement destiné à engendrer un individu mâle, infecté par X devient xX. Fécondé par x, il donne un zygote (xxX). Un ovule o, destiné à engendrer un individu femelle, infecté, devient oX. Fécondé il donne un zygote (xoX), soit (xX).

b. Un spermatozoïde infecté, véhiculant les gènes X du virus, devient xX. Fécondant un ovule x, il donne un zygote (xxX), et fécondant un ovule o, il donne un zygote (xoX), soit (xX).

c. Les individus (xxX) et (xX), sont hétérogamétiques pour X. Les Gamètes de (xxX) seront : x, xx, xX, X. Ceux de (xX) seront : x et X.

Les croisements donnent les zygotes suivants : 1° (xx) et (xxx) : mâles reptiles. 2° (xxX) : homogamétique pour x reptilien et hétérogamétique pour X trophoblastique; mâle placentaire avec gènes ancestraux. 3° (xX) : hétérogamétique pour x, hétérogamétique pour X; type parental. 4° (xXX) : hétérogamétique pour x et homogamétique pour X; femelle placentaire avec gènes x ancestraux. 5° (XX) : femelle placentaire pure.

Donc, les femelles placentaires sont (XXx) ou (XX) et les mâles sont toujours (Xxx). Or les mâles placentaires étant connus pour être toujours hétérogamétiques (XY), tout se passe comme si le *chromosome* Y, génétiquement inerte, était le *reliquat du chromosome x des Reptiles* [(XY)=(Xxx)]. De plus, on constate, qu'effectivement, l'introduction dans les ovules des gènes X du trophoblaste s'accompagne d'une *inversion du déterminisme sexuel*, semblable à celui qui a dû avoir lieu lors de l'ontomutation des Placentaires.

Ainsi, a-t-il peut-être pu se faire que des gènes exogènes aient pu s'installer dans des génomes reptiliens, créant des individus chez lesquels les innovations thériennes se sont surajoutées aux caractères ancestraux (Marsupiaux), et qu'au hasard des mutations et de la panmixie d'abord, par la force des isolements, de l'hétérogamie, de l'homogamie, de la consanguinuité ensuite, et, enfin, sous l'empire de la sélection, ils aient réussi, avec l'aide du temps, à acquérir la *dominance*, l'*homozygotie*, la *pénétrance* nécessaires à la diversification, à la spéciation et à la fixation des différentes cohortes de Mammifères.

Les propriétés métaplasiantes et oncogènes du virus choriotrope, qui aboutissent aussi bien à la métaplasie chondroïde qu'à la métaplasie trophoblastique maligne, conduisent à étendre la théorie de l'étiologie virale du cancer, et à lui trouver son prolongement naturel dans une conception *infectieuse* des mécanismes initiateurs des grandes ontomutations qui ont déclenché la différenciation du cartilage chez les premiers Vertébrés, et du trophoblaste chez les premiers Placentaires.

Des circonstances qui font, qu'au sommet de la phylogénie l'homme est l'animal dont on connaît le mieux la pathologie, se dégage la perspective que c'est par le truchement de la Cancérologie que la Science de l'Évolution est appelée à devenir une science expérimentale et une branche de la Médecine.

(*Institut Pasteur, Paris.*)

PHARMACODYNAMIE. — *Des effets biologiques de préparations à base de substances tensioactives utilisées en applications locales.* Note (*) de MM. **Marcel Durquéty**, **René Magimel-Pélonnier** et **Bernard Mirande**, présentée par M. René Souèges.

On sait que les substances tensioactives se répartissent en deux groupes : les ioniques et les non ioniques. Certains ioniques sont utilisés en pharmacologie pour leurs propriétés bactéricides et fongicides. Certains non ioniques permettent, d'une façon générale, d'abaisser la tension superficielle au niveau de certaines surfaces et facilitent la diffusion de produits actifs.

Ces substances peuvent avoir, en outre, une action thérapeutique propre. Elle découle de leurs propriétés appliquées à des cas pathologiques déterminés.

Nous avons, en effet, observé que :

a. Dans des cas d'œdèmes chroniques de la cornée, sans composante inflammatoire prédominante, l'instillation d'une goutte de 1/20e de millilitre, chaque jour durant trois ans, d'une solution dans l'huile d'olive, de paraffine, ou dans le fluide de diméthylpolysiloxane, soit d'une substance non ionique à la concentration de 4/1000 (alkylphénol polyoxyéthyléné, distéarate de polyglycol, par exemple), soit d'une substance ionique à la concentration de 0,20 % (dodécyl-diméthyl-benzyl-ammonium, par exemple) permet de rétablir un transit hydrique normal assurant la récupération d'une acuité visuelle normale pour 20 h environ.

b. Dans des cas de processus cicatriciels entraînant des adhérences anormales entre plans tissulaires en contact et jouissant d'une autonomie fonctionnelle à l'état normal, l'instillation d'une goutte de 1/20e de millilitre, régulièrement répétée depuis l'incision chirurgicale, l'effraction traumatique ou la brûlure caustique ou thermique, de fluide de diméthylpolysiloxane (viscosité de 100 à 500 cts) contenant, soit une substance non ionique du type alkyl-phénol polyoxyéthyléné, distéarate de polyglycol ou monolaurate de sorbitan polyoxyéthyléné, à la concentration de 4/1000, soit une substance ionique du type dodécyl-benzyl-diméthyl-ammonium à la concentration de 0,20/1000, permet une réépithélialisation normale des tissus, sans réaction œdémateuse, avec rétablissement des contiguïtés de surface.

c. Dans des cas d'involution xérotique des muqueuses et notamment de la muqueuse conjonctivale, l'instillation répétée chaque jour de substances du type poly-éthoxy-éther d'alcools gras en solution aqueuse à 2/1000, permet à la muqueuse de redevenir mouillable et de reprendre un aspect normal. Dans les cas où il existe une néovascularisation, on note un arrêt

de développement ou une régression de celle-ci, permettant une mise en indication de kératoplastie.

d. Dans les cas de kératoplastie, l'infiltration œdémateuse peut être réduite par l'instillation journalière d'une solution aqueuse (sérum salé physiologique) de polyéthoxy-éther d'alcools gras, de monolaurate de sorbitan polyoxyéthyléné à la concentration de 4/1000 dodécyl-benzyl-diméthyl-ammonium à la dose de 0,20/1000.

La prise du transplant est facilitée et son transparentement est favorisé. On peut noter, en outre, une augmentation du pouvoir de clarification connu de la cornée hôte par le greffon.

Ces observations réalisées depuis trois ans, après une expérimentation biologique de mise au point, ont révélé que certaines substances ioniques ou non ioniques, utilisées seules ou en mélange, offrent de nouvelles possibilités thérapeutiques.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(Centre de Recherches agronomiques du Sud-Ouest.)

PHARMACOLOGIE CELLULAIRE. — *Influence de l'ion calcium sur la toxicité de l'histamine et de composés apparentés, étudiée sur les plantules de* Pisum sativum *L.* Note de MM. **Roger Perrin** et **Guy Deysson**, présentée par M. René Souèges.

Le calcium exerce une influence inhibitrice importante sur la toxicité de l'histamine vis-à-vis des plantules de *Pisum sativum* L.; une influence de même nature quoique parfois d'intensité moindre s'observe également avec divers composés apparentés à l'histamine.

L'un de nous, au cours de recherches sur le comportement de la cellule végétale vis-à-vis de l'histamine et des antihistaminiques, a constaté incidemment que la toxicité de l'histamine vis-à-vis des plantules de *Pisum sativum* L. est environ 10 fois plus forte si l'eau permutée est utilisée comme milieu d'expérience au lieu du liquide de Knop dilué au demi qui est habituellement employé. Nous avons cherché les raisons de cette différence de comportement et constaté que, dans le liquide de Knop dilué au demi, ce sont les ions calcium qui exercent une action antagoniste vis-à-vis de l'histamine. Une influence du calcium sur les propriétés de l'histamine a d'ailleurs déjà été signalée dans différents cas ([1]), ([2]), ([3]), notamment sur les organes animaux en survie; mais le problème est complexe et il semble que le rôle du calcium doive être considéré sur un plan plus général ([3]). D'autre part, Aposhian, Pointer et Aposhian ([4]) ont observé récemment une influence antagoniste du calcium vis-à-vis de la chlorpromazine, dont les propriétés antihistaminiques sont connues. Ces diverses publications nous incitent à faire connaître dès maintenant les résultats que nous avons obtenus jusqu'à présent.

Chaque expérience est effectuée sur 10 plantules de Pois provenant de graines d'un même lot, mises à germer en même temps et dont les racines ont sensiblement la même longueur (20 à 30 mm); les expériences sont conduites dans des tubes de Borrel contenant des petits tubes de verre qui servent de support aux plantules et permettent d'obtenir des racines dont l'allongement est bien rectiligne. Chaque jour, la longueur des racines est mesurée et les solutions sont renouvelées.

Nos principaux résultats peuvent être groupés comme suit :

1. Lorsque le liquide de Knop dilué au demi est utilisé comme milieu d'expérience, l'histamine (bichlorhydrate) est environ 10 fois moins toxique que lorsque les expériences sont effectuées en eau permutée (cette toxicité est évaluée en déterminant la concentration qui, en 48 h, bloque la croissance de toutes les racines et provoque la mort avec flaccidité de 2 à 4 racines sur 10). En faisant varier les concentrations du mélange de sels constituant le liquide de Knop, on constate que la protection maximale est obtenue avec le liquide de Knop pur; le liquide double exerce

une protection égale tandis que le liquide dilué de moitié n'a qu'une activité protectrice plus faible.

Si l'on étudie séparément l'influence de chacun des sels entrant dans la constitution du liquide de Knop, on constate que le sulfate de magnésium et le nitrate de potassium n'atténuent pas la toxicité de l'histamine; le phosphate monopotassique l'atténue très légèrement. Le nitrate de calcium exerce une influence protectrice très nette; cette influence est même supérieure à celle de la concentration correspondante en liquide de Knop, ce qui indique que, dans ce mélange, certains autres constituants s'opposent à l'action du calcium.

Le nitrate de calcium étant antagoniste et le nitrate de potassium ne l'étant pas, il semble que l'influence considérée soit due aux ions calcium; nous avons vérifié cette hypothèse et constaté que le phosphate monocalcique ou le gluconate de calcium possèdent la même propriété que le nitrate de calcium.

2. Nous avons constaté que le nitrate de calcium atténue la toxicité de l'histamine pour les plantules de Pois lorsque les deux composés agissent simultanément. L'influence favorisante du calcium s'observe également si ce corps est administré à la suite d'un traitement par l'histamine : des plantules traitées en eau permutée par l'histamine à 0,50 % pendant 8 h ou à 0,25 % pendant 24 h ne s'accroissent plus; si elles sont placées ensuite sur une solution de nitrate de calcium à 1 %, leur croissance reprend plus vite et elle est plus intense que si elles sont placées seulement sur eau permutée. Au contraire, un traitement préalable par un sel de calcium, allant de 1 à 4 jours, ne rend pas les plantules plus résistantes vis-à-vis de l'histamine.

3. Un antihistaminique type, la mépyramine [Néo-antergan (maléate acide) (N. D.)], se montre, de même que l'histamine, plus toxique lorsqu'il est en solution dans l'eau permutée que lorsque la solution est préparée avec le liquide de Knop dilué au demi : la concentration avec laquelle on observe, en 24 h, un ralentissement très intense de la croissance et la mort de 2 à 4 racines sur 10 est de 0,30 % en liquide de Knop au demi et de 0,05 % en eau permutée. Le nitrate de calcium (0,10 %) s'oppose à l'effet toxique de la mépyramine à cette concentration.

4. L'histidine (*l*-, monochlorhydrate) est environ 4 fois plus toxique en eau permutée que dans le liquide de Knop au demi. Dans le premier cas, une concentration de 4 % provoque, en 48 h, l'arrêt de la croissance et la mort avec flaccidité de 2 à 4 racines sur 10; le même traitement effectué en présence de nitrate de calcium à 1 % ou même à 0,01 % n'est jamais mortel et permet une croissance moyenne presque normale.

5. Enfin, le comportement d'autres amines biologiques (putrescine dichlorhydrate, tryptamine chlorhydrate, tyramine chlorhydrate) a été comparé à celui de l'histamine. Pour tous ces composés, la toxicité en eau permutée est augmentée par rapport à la toxicité en liquide de Knop

au demi (de 10 fois pour la tyramine, de 7,5 fois pour la putrescine, de 7 fois pour la tryptamine). Les concentrations des solutions en eau permutée qui provoquent en 48 h l'arrêt de la croissance et la mort avec flaccidité de 2 à 4 racines sur 10 sont de 0,025 % pour la tryptamine, de 0,05 % pour la tyramine et de 0,20 % pour la putrescine. L'addition de 0,01 % de nitrate de calcium à ces solutions empêche toute action léthale dans les 48 h; elle permet une croissance moyenne importante dans le cas de la putrescine, encore nette dans le cas de la tyramine mais pratiquement nulle dans le cas de la tryptamine.

Le contrôle du pH des solutions de ces diverses amines, dans l'eau permutée ou en présence de nitrate de calcium à 0,05 %, n'a révélé aucune influence du nitrate de calcium.

(1) MAC CORQUODALE, D. JAMES et R. E. DUNCAN, *Genetics*, 40, 1955, p. 584.

(2) G. VALETTE, Y. COHEN et H. HUIDOBRO, *J. Physiol.*, 50, 1958, p. 549-551.

(3) H. HUIDOBRO et G. VALETTE, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1375.

(4) H. V. APOSHIAN, N. S. POINTER et M. M. APOSHIAN, *Proc. Soc. exper. Biol. Med.*, 100, 1959, p. 512-513.

(*Laboratoire de Botanique générale, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

PHYSIOLOGIE BACTÉRIENNE. — *Catabolisme de quelques composés à noyau pyrrole par les bactéries de la panse des bovins.* Note (*) de Mme **Anne-Marie Lacoste**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les bactéries du rumen catabolisent facilement les corps à noyau pyrrole par ouverture du cycle puis désamination et décarboxylation. Le résultat de ces réactions est toujours la formation d'acides gras volatils.

Dans le cadre de nos recherches sur le métabolisme azoté des bactéries de la panse, nous avons essayé de suivre, par des expériences *in vitro*, les transformations de quelques composés à noyau pyrrole : L-proline, L-hydroxyproline, acide L-5-pyrrolidone-2-carboxylique, 2-pyrrolidone.

Technique. — Les bactéries sont toujours prélevées sur des animaux d'abattoir.

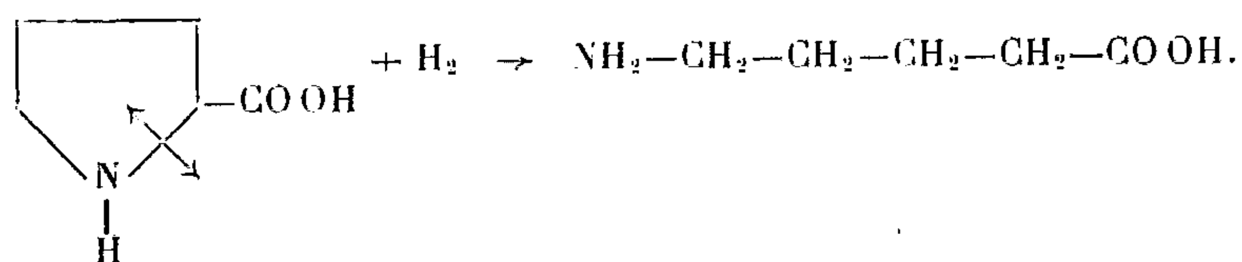
La substance à étudier est mise à incuber à 39° C sous atmosphère de N_2, soit avec la liqueur de rumen, soit avec une suspension de bactéries lavées dans un tampon phosphates (pH 6,8) auquel on ajoute Na_2S, 9 H_2O (0,02 %). Le milieu nutritif de certains tubes est enrichi, soit avec du maltose au taux de 0,4 %, soit avec maltose (0,4 %) et urée (0,01 %).

Des dosages de N-ammoniacal sont faits, après 2, 4, 8 et 24 h d'incubation à 40° C, par une technique colorimétrique après nesslérisation.

Des échantillons pour étude chromatographique des acides aminés ou des acides organiques fixes sont prélevés à 4, 8 et 24 h.

Après entraînement à la vapeur d'eau, l'acidité volatile totale est déterminée quantitativement par dosage avec NaOH N/20 et qualitativement par chromatographie sur papier selon la technique de Guillaume et coll. (²).

Résultats. — *Proline* (16 mg/100 ml de liqueur d'incubation). — Elle est métabolisée en acide *δ-aminovalérique* par ouverture du cycle et réduction :



Dans le tampon phosphates seul, l'acide δ-aminovalérique apparaît à 4 h, augmente à 8 et 24 h. Par estimation chromatographique on constate que 50 à 75/100e de la proline ont disparu.

L'addition de maltose au milieu d'incubation accélère les réactions d'ouverture du cycle et de réduction : après 24 h d'incubation toute la proline a disparu. Dans le jus de rumen ces réactions sont encore plus

rapides; l'acide δ-aminovalérique lui-même a presque complètement disparu sur nos chromatogrammes à 24 h : il a été désaminé en acide valérique, caractérisé par chromatographie.

Nous avions déjà remarqué la formation d'acide δ-aminovalérique au cours d'expérimentation sur la phényl-alanine. En effet, pour augmenter la production de NH_3, nous avions essayé des couples d'acides aminés et, en particulier, phényl-alanine-proline. El-Shazly ([3]) avait caractérisé l'acide δ-aminovalérique en mettant en présence alanine et proline. Il démontrait que la formation de cet acide aminé était due à la réaction d'oxydoréduction de Stickland, l'alanine (ou la phényl-alanine) étant donateur de H_2 et la proline accepteur de H_2. Il ajoutait que la proline incubée seule dans du jus de rumen n'était pas transformée en acide δ-aminovalérique.

Contrairement à cette dernière affirmation nos résultats prouvent que les microorganismes sont capables de réduire la proline après ouverture du cycle à l'aide de H_2 provenant de toute autre source que d'un aminoacide, par exemple du maltose.

Les résultats de Dehority et coll. ([4]) obtenus à l'aide de corps marqués vont dans le même sens que nos expériences.

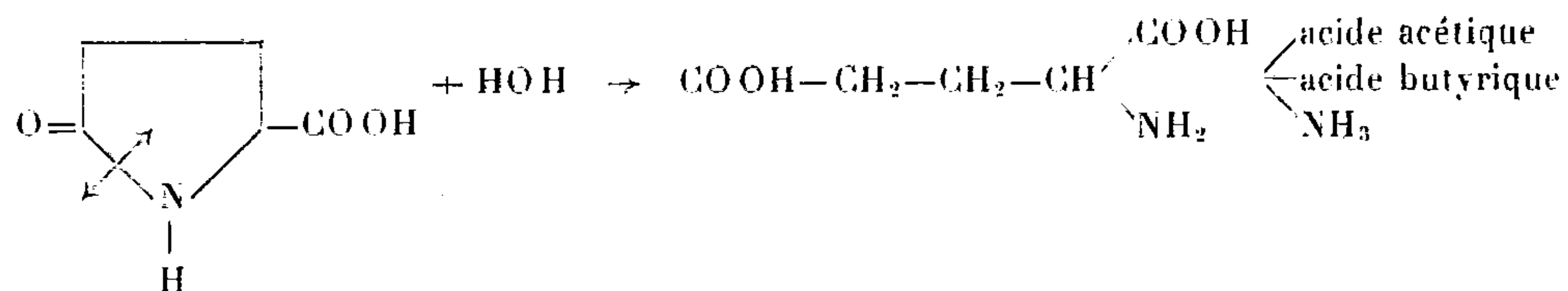
Hydroxyproline (16 mg/100 ml). — Elle disparaît plus lentement que la proline; il en reste encore après 24 h d'incubation, même en présence de maltose. Par le même processus que la proline (ouverture du cycle et réduction) l'hydroxyproline est catabolisée en acide *δ-amino-γ-hydroxy-valérique :*

$$\text{HO—(cycle)—COOH, N—H} + H_2 \rightarrow NH_2—CH_2—\overset{\displaystyle OH}{\overset{|}{C}H}—CH_2—CH_2—COOH.$$

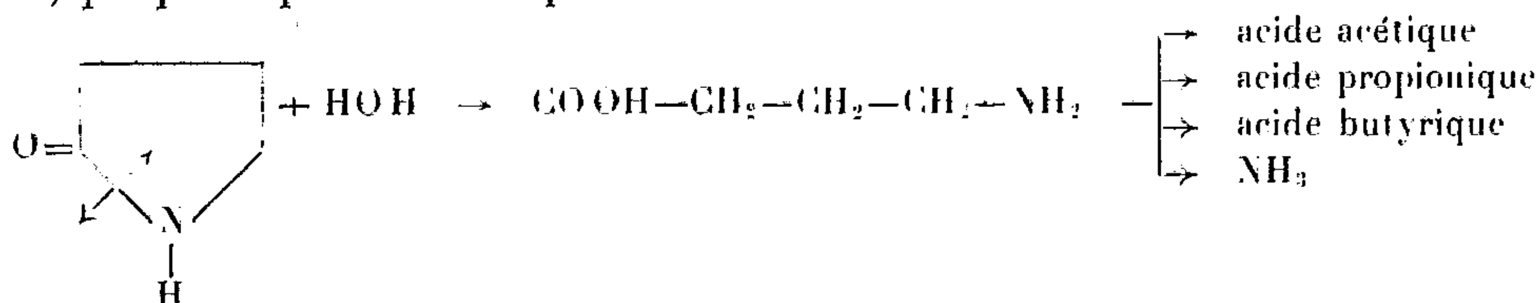
Cet aminoacide a été identifié sur le chromatogramme par son R_f plus petit que celui de l'acide δ-aminovalérique dans le solvant butanol/acide acétique, sa coloration violet-brun à la ninhydrine qui caractérise les hydroxyaminoacides. La réaction au Nessler-périodate n'a pas été positive; mais elle est peu sensible et ne répond bien qu'avec des fonctions alcool primaire, comme celle de la sérine.

Acide pyrrolidone-carboxylique (16 mg/100 ml). — Après 24 h d'incubation 50 % environ ont été métabolisés; le maltose ralentit cette réaction. Nous avions déjà signalé la présence de cet acide organique dans le rumen et montré qu'il n'était pas un produit de déchet pour le Ruminant. Les bactéries le catabolisent en acides volatils parmi lesquels nous avons identifié : les acides acétique et butyrique. Le mécanisme de cette transformation semble comporter l'ouverture du cycle, l'hydratation, la désamination et la décarboxylation. Le passage par l'acide glutamique est probable

d'après nos résultats sur la 2-pyrrolidone, rapportés ci-dessous, mais nous n'avons pas pu le mettre en évidence.



2-*Pyrrolidone* (100 μl soit 111 mg/100 ml). — Métabolite, voisin du précédent, puisqu'il ne diffère que par un groupement —COOH en moins, la 2-pyrrolidone nous a permis de saisir une étape intermédiaire de la formation des acides gras volatils. Nous avons en effet pu mettre en évidence la formation d'acide γ-*aminobutyrique* par des incubations en présence de maltose et d'urée ou de maltose, d'urée et de toluène (5 %). On sait en effet que le maltose ne favorise pas l'action des désaminases et que le toluène les inhibe. Un dosage et une étude chromatographique des acides volatils d'un incubat de 24 h montrent une augmentation des acides butyrique, propionique et acétique :



Le résultat final des opérations est toujours la formation d'acides gras volatils, principale source énergétique pour l'animal.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle J. Catala.

(2) J. Guillaume, H. Beerens et R. Osteux, *Ann. Inst. Pasteur*, Lille, 8, 1956, p. 13-52.

(3) K. El-Shazly, *Biochem. J.*, 51, 1952, p. 647-652.

(4) B. A. Dehority, R. R. Johnson, O. G. Bentley et A. L. Moxon, *Arch. Biochem. Biophys.*, 78, 1958, p. 15-27.

(*Laboratoire de Physiologie générale, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

IMMUNOLOGIE. — *Les valeurs de l'indice de protection* K *retenues comme critères d'efficacité minimale et de classement des vaccins antiaphteux.* Note (*) de MM. **Félix Lucam** et **Maurice Fedida**, transmise par M. Gaston Ramon.

Lorsqu'un vaccin antiaphteux donne un indice de protection égal à K, cela signifie que l'inoculation de K unités infectieuses dans la muqueuse linguale d'un groupe de bœufs, vaccinés avec ce vaccin, produit des lésions primaires chez 50 % d'entre eux et des lésions secondaires podales chez une partie seulement de ces derniers (1) à (4).

Une méthode approchée va nous permettre de déterminer pour quelles valeurs de K, les animaux vaccinés, recevant une quantité de virus suffisante pour qu'ils fassent, tous, des lésions primaires, feront des lésions secondaires podales dans la proportion de 50 %.

Un groupe de 96 bœufs sont vaccinés avec des vaccins d'efficacité variable ou éprouvés, après vaccination, à des temps variables, allant de 2 à 21 jours, de telle manière que les immunités, exprimées pour chacun d'eux, en valeurs de K, varient aussi régulièrement que possible des plus petites aux plus grandes. Après chaque mesure de K, les animaux sont gardés en observation pendant 8 jours, pour permettre l'apparition des lésions podales.

Toutes les valeurs de K obtenues, rangées par ordre décroissant, font apparaître, en fonction du pourcentage des animaux qui ont fait des lésions podales, la répartition suivante (tableau I) :

Tableau I.

Répartition des valeurs de K.	Nombre de bœufs.	Bœufs ayant fait des généralisations podales.	Bœufs n'ayant pas fait de généralisations podales.	% des généralisations.
$10^{1,04}$ à $10^{4,8}$	30	2	28	<50
$10^{0,08}$ à $10^{1,01}$	26	12	14	≃50
1	40	38	2	>50

Compte tenu de l'écart standard qui, dans le calcul de K est $\pm 0,2$ (2), il apparaît donc que pour $1 < K < 10^{1,2}$, tous les bœufs ont fait des lésions primaires, et environ 50 % des généralisations podales; et si l'on considère $K = 10^{0,6}$, qui est à égale distance de $K = 1$ et $K = 10^{1,2}$, on peut admettre qu'à cette valeur correspond exactement le taux de 50 %.

En outre dans les intervalles $10^{0,6}$ à 1 et $10^{0,6}$ à $10^{4,8}$, les taux des généralisations podales varient d'une même quantité : dans le premier, de 50 % à près de 100 %, puisque, dans l'expérience présente, pour $K = 1$, on a 38 généralisations sur 40 (tableau I); dans le second, de 50 % à près

de o %, puisque, dans une expérience antérieure (²), nous avons montré que, pour une valeur de K voisine de 10^4, on a un taux de généralisation inférieur à 5 %. La variation est donc plus rapide dans le premier, qui est petit, que dans le second, qui est grand, et l'on peut dire que, fort probablement, pour $1 \leq K < 10^{0,6}$ ce taux est très supérieur à 50 %; pour $10^{0,6} \leq K < 10^{1,2}$ il lui est égal ou peu inférieur; pour $K > 10^{1,2}$, seulement, il lui est très inférieur.

Nous avons donc, par rapport au taux de généralisations podales à 50 %, trois séries remarquables des valeurs de K, qui vont permettre de classer les vaccins, l'une d'entre elles correspondant à l'efficacité minimale.

TABLEAU II.

Valeurs de K.	Quantité de virus inoculé pour calculer K et ayant provoqué 100 % de lésions primaires. (en unités infectieuses).	Taux des lésions secondaires (%).	Qualification des vaccins.
$1 \leq K < 10^{0,6}$.....	50 à 2000 env.	Très supérieur à 50	Inefficace
$10^{0,6} \leq K < 10^{1,2}$....	200 à 8 000 »	Égal ou peu inférieur à 50	Acceptable
$10^{1,2} < K$.........	800 à plus de 500000 »	Très inférieur à 50	Efficace

Nous avions déjà proposé, en effet (²), que soient considérés comme à la limite inférieure d'efficacité, les vaccins dont l'indice de protection K est compris entre $10^{0,5}$ et 10^1. Ces valeurs coïncident pratiquement avec celles de la série $10^{0,6} \leq K < 10^{1,2}$. Adoptons donc ces dernières, en qualifiant « d'acceptables » les vaccins correspondants, d' « efficaces » ceux dont l'indice K a une valeur plus grande, et d' « inefficaces » ceux dont l'indice K a une valeur plus petite.

Par ailleurs, le calcul du nombre d'unités infectieuses reçues par chaque bœuf est le suivant. Le titrage du virus, selon W. M. Henderson, est établi par cinq inoculations de 1/10e de centimètre cube de chacune des dilutions 10^{-n1}, 10^{-n2}, 10^{-n3}, 10^{-n4}; la DL_{50} calculée, pour être significative, ne peut avoir, comme valeurs extrêmes que 10^{-n2} et 10^{-n3} ce qui fait que chaque animal peut recevoir de $5 + 50 = 55\ DL_{50}$ dans le premier cas à $5 + 50 + 500 = 555\ DL_{50}$ dans le deuxième. Or, puisqu'on a DL_{50} sur vacciné $= K.DL_{50}$ sur témoins $= K$ unités infectieuses (²), il s'en suit que chaque animal vacciné peut avoir reçu de $55 \times K$ à $555 \times K$ unités infectieuses. Ceci est valable lorsque K prend toutes les valeurs de 1 à moins de 10^4. On a, en effet $K = T/V$, T étant le titre du virus sur témoin et V le titre sur vacciné (²). Or ce dernier n'est, en règle générale que légèrement supérieur à 10^6, soit $10^{6+(1/n)}$. Lorsque K atteint 10^4, on a

$$10^4 = \frac{T}{V} = \frac{10^{6+\frac{1}{n}}}{V} \qquad \text{et} \qquad V = \frac{10^{6+\frac{1}{n}}}{10^4} = 10^{2+\frac{1}{n}},$$

d'où DL_{50} sur vacciné $= 10^{-(2+(1/n))}$ qui est approximativement la valeur

extrême du premier cas envisagé. On peut donc dire qu'en pratique, dès que K atteint ou dépasse 10^4, le bœuf vacciné, qui a servi à calculer cette valeur, a reçu 55 K unités infectieuses.

Ce calcul permet de compléter la signification des valeurs de l'indice de protection K retenues comme critères d'efficacité minimale et de classement des vaccins antiaphteux (tableau II).

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) F. LUCAM, CH. FLACHAT, M. FEDIDA, J. FONTAINE et G. DANNACHER, *Rev. Med. Vet.*, 109, 1958, p. 353.

(2) F. LUCAM et M. FEDIDA, *Bull. Off. Internat. Epizooties*, 49, 1958, p. 596.

(3) F. LUCAM, M. FEDIDA, CH. FLACHAT et G. DANNACHER, *Rev. Med. Vet.*, 110, 1959, p. 433.

(4) F. LUCAM et M. FEDIDA, *Bull. Acad. Vet. France*, n° 33, 1959, p. 473.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Effet de quelques lipides simples sur la fonction phagocytaire du système réticulo-endothélial.* Note (*) de

MM. **Angus E. Stuart**, **Guido Biozzi**, Mlle **Claude Stiffel**, M. **Bernard N. Halpern** et Mlle **Denise Mouton**, présentée par M. Robert Courrier.

L'effet de certains lipides administrés par voie veineuse a été étudiée sur la fonction phagocytaire du système réticulo-endothélial. L'huile d'olive et le triolétate de glycérol causent une stimulation de cette fonction, alors que l'oléate et le stéarate d'éthyle exercent une action inhibitrice.

Lorsqu'une suspension de particules colloïdales est introduite dans la circulation, celles-ci sont phagocytées par les cellules réticulo-endothéliales qui bordent les sinusoïdes de certains organes vasculaires et, notamment, du foie, de la rate et de la moelle osseuse.

La cinétique de la phagocytose peut être évaluée par la courbe de l'épuration sanguine des particules, qui s'effectue suivant une fonction exponentielle de la concentration par rapport au temps.

Au cours des dernières années, il a été démontré que la fonction phagocytaire de ces cellules peut être influencée par diverses substances dans le sens soit d'une stimulation ([1]), soit d'une inhibition ([2]), ([3]).

Les résultats rapportés dans cette étude montrent l'effet exercé par des émulsions d'esters d'acides gras sur la fonction phagocytaire du système réticulo-endothélial (S. R. E.).

Technique. — Les expériences ont été réalisées sur des souris Swiss mâles pesant de 20 à 25 g.

L'activité phagocytaire a été mesurée d'après la cinétique de l'épuration sanguine d'une dose de carbone de 8 mg pour 100 g (Gunther Wagner, Hanovre), suivant les techniques précédemment décrites. Cette activité est exprimée par l'index phagocytaire K qui mesure l'activité globale de ce système cellulaire et qui est calculé d'après l'équation

$$\frac{\log C_1 - \log C_2}{T_2 - T_1} = K,$$

où C exprime la concentration du carbone dans le sang au temps T, et par l'index phagocytaire α qui mesure cette activité par unité de poids et qui est calculé d'après la formule

$$\sqrt[3]{K}\,\frac{P_c}{P_0} = \alpha,$$

où P_c est le poids de l'animal et P_0 le poids du foie et de la rate.

Les différents lipides étudiés, après avoir été mélangés avec du Tween 20

(concentration finale, 0,7 %), ont été émulsionnés par agitation dans une solution isotonique de glucose (concentration finale des lipides, 10 %). Ces émulsions ont été injectées à la dose de 0,25 ml/20 g par voie veineuse. L'activité phagocytaire a été mesurée 24 h après.

Résultats. — Les résultats sont résumés dans le tableau I.

TABLEAU I.

Action de quelques lipides émulsionnés à l'aide du « Tween 20 » sur la fonction phagocytaire du S. R. E.

Lipide.	Nombre de souris.	Index phagocytaire K.	Index phagocytaire corrigé α.	Poids du foie et de la rate (g/20 g).
Huile d'olive	5	0,095	7,0	1,310
Trioléate de glycérol	10	0,098	7,4	1,230
Monooléate de glycérol	6	0,036	5,3	1,250
Stéarate d'éthyle	8	0,006	3,0	1,220
Oléate d'éthyle	12	0,018	4,0	1,315
Témoins	21	0,034 ± 0,013	5,2 ± 0,8	1,230 ± 0,100

Il résulte de l'analyse des données rapportées dans ce tableau que, suivant leur constitution chimique, les lipides étudiés exercent soit un effet inhibiteur, soit un effet stimulant. Les esters trioléiques du glycérol ont une action fortement stimulatrice sur la fonction phagocytaire. Il est intéressant de souligner que le mono-oléate de glycérine est sans action. Par contre, les esters éthyliques des acides oléique et stéarique exercent un effet fortement dépressif sur cette même fonction. La valeur de l'index phagocytaire α est parallèle à celle de l'index K car les poids du foie et de la rate ne sont pas modifiés.

Discussion. — Nous avons été amenés à entreprendre cette étude à la suite des recherches de Shivas et Fraser ([5]) qui ont montré que l'injection intrapéritonéale du stéarate d'éthyle cause une nécrose des ganglions lymphatiques abdominaux.

Il est bien connu que les émulsions de lipides introduites par voie veineuse sont phagocytées par le système réticulo-endothélial ([6]). Cependant, aucune donnée n'a été rapportée sur l'activité fonctionnelle du S. R. E. après la phagocytose de ces émulsions. Il est toutefois important de souligner les effets diamétralement opposés qu'exercent les mêmes acides gras suivant la nature de leur estérification. Il est difficile d'affirmer si, dans les conditions normales, les lipides alimentaires jouent un rôle sur l'activité physiologique du S. R. E.

(*) Séance du 14 mars 1960.

([1]) B. BENACERRAF, G. BIOZZI, B. N. HALPERN et C. STIFFEL, dans *Physiopathology of the Reticulo-endothelial System*, Blackwell, Oxford, 1957, p. 52.

([2]) G. BIOZZI, B. N. HALPERN, B. BENACERRAF et C. STIFFEL, dans *Physiopathology of the Reticulo-endothelial system*, Blackwell, Oxford, 1957, p. 204.

([3]) C. STIFFEL, *J. Physiol.* Paris, 50, 1958, p. 911 et 1087.

([4]) G. BIOZZI, B. BENACERRAF, C. STIFFEL et B. N. HALPERN, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 431.

([5]) A. SHIVAS et G. P. FRASER, *Nature*, 184, 1959, p. 1813.

([6]) R. P. GEYER, *Physiol. Rev.*, 40, 1960, p. 150.

(Centre de Recherches allergiques et immunologiques de l'Association Claude-Bernard, Centre National de la Recherche Scientifique, École des Hautes Études et Department of Pathology de l'Université d'Edinburgh.)

A 15 h 35 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15 h 45 m.

L. B.

ERRATUM.

(*Comptes rendus* du 21 décembre 1959.)

Note présentée le même jour, de M. *Wadim Sokolovsky*, Écoulement longitudinal d'un milieu plastique entre deux cylindres non circulaires :

Page 2713, formule (3_2), *au lieu de* $\gamma_y = \frac{\tau}{\gamma}\tau_y$, *lire* $\gamma_y = \frac{\gamma}{\tau}\tau_y$.

» 2714, formule (7_2), *au lieu de* $\frac{\partial \gamma}{\partial \varphi} = \frac{\sin\theta}{2k\theta}$, *lire* $\frac{\partial y}{\partial \varphi} = \frac{\sin\theta}{2k\gamma}$.

» » 5e formule en remontant, *au lieu de*

$$t = \frac{2\tau}{1+\sqrt{1+\left(\frac{m\tau}{k}\right)^2}}, \quad \textit{lire} \quad t = \frac{2\tau}{1+\sqrt{1-\left(\frac{m\tau}{k}\right)^2}}.$$

» » 3e formule en remontant, *au lieu de*

$$\frac{\partial z}{\partial \omega} = -\left(\frac{m}{2k}\right)^2 \frac{1}{\overline{T}}, \quad \textit{lire} \quad \frac{\partial z}{\partial \overline{\omega}} = -\left(\frac{m}{2k}\right)^2 \frac{1}{\overline{T}}.$$

» » dernière formule, *au lieu de* $\left(\frac{mt}{2k}\right)^2 \frac{1}{T} \frac{\partial \overline{T}}{\partial \omega}$, *lire* $\left(\frac{mt}{2k}\right)^2 \frac{1}{\overline{T}} \frac{\partial \overline{T}}{\partial \omega}$.

» 2715, formule (11), *au lieu de*

$$dz = \frac{d\omega}{d\overline{\zeta}}\,d\omega - \left(\frac{m}{2k}\right)^2 \frac{d\overline{\zeta}}{d\overline{\omega}}\,d\overline{\omega} = d\zeta - \left(\frac{m}{2k}\right)^2 \left(\frac{d\overline{\omega}}{d\overline{\zeta}}\right)^2 d\zeta,$$

lire

$$dz = \frac{d\zeta}{d\omega}\,d\omega - \left(\frac{m}{2k}\right)^2 \frac{d\overline{\omega}}{d\overline{\zeta}}\,d\overline{\omega} = d\zeta - \left(\frac{m}{2k}\right)^2 \left(\frac{d\overline{\omega}}{d\overline{\zeta}}\right)^2 d\overline{\zeta}.$$

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MARS 1960.

(Suite.)

Un facteur évolutif négligé : le bec nucellaire de l'ovule, par PIERRE MARTENS, in *Revue générale de Botanique*, tome 63, 1956. Paris, Librairie générale de l'Enseignement, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Bec nucellaire micropyle et paroi mégasporale chez Encephalartos Poggei *Ascherson*, par PIERRE MARTENS. Extrait de *La cellule*, tome LVIII, fasc. 2, 1957. Lierre, Joseph Van In, et Louvain, C. Uystpruyst; 1 fasc. 29 cm.

Floraison et Sexualisation, par PIERRE MARTENS, in *Bulletin de la Société royale de botanique de Belgique*, tome XC, fasc 2, 1958. Bruxelles, Imprimerie médicale et scientifique; 1 fasc. 25,5 cm.

Structure et ontogenèse du cône et de la fleur femelles de Welwitschia Mirabilis, par PIERRE MARTENS. Extrait de *La cellule*, tome IX, fasc. 2, 1959. Lierre, Joseph Van In, et Louvain, C. Uystpruyst; 1 fac. 29 cm.

Pontificiæ Academiæ scientiarum scripta varia. 19. *Elastoplasticita saggio di interpretazione delle deformazioni plastiche come fenomeni ereditari*, par GUSTAVO COLONNETTI. Academicis in civitate vaticana, 1959; 1 vol. 24,5 cm.

Encyclopédie biologique. LVII. *Flore de l'Afrique du Nord*, par RENÉ MAIRE. Vol. VI. Paris, Éditions Paul Lechevalier, 1959; 1 vol. 25 cm (présenté par M. Roger Heim).

Conduction de la chaleur en régime variable, par GUSTAVE RIBAUD, in *Mémorial des sciences physiques*, fasc. LXV. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 fasc. 24 cm.

Introduction à l'étude de la Rhéologie, par BERNARD PERSOZ, C. CRUSSARD, R. DURAND, F. GERMAIN, JEAN GOGUEL, M. JOLY, F. KAUER, A. KÉPÈS, HENRI LAFUMA, J. MANDEL, A. MEYER, H. SAUCIER, P. THIRION, A. J. DE VRIES, HENRI WEISS. Préface de JOSEPH PÉRÈS. Avant-propos de HENRI WEISS. Paris, Dunod, 1960; 1 vol. 24,5 cm.

Conocian los antiguos antes de los Chamberlen el forceps obstetrico ?, par MARIO A. GARCIA GAMBOA. La Habana, Publicado en Medicina latina, 1959; 1 fasc. 24,5 cm.

On the family of classes concerning « Random functions », by KÔMEI SUZUKI. Reprinted from *Fundamental and Applied Aspects of mathematics*. Hokkaido University, The research Institute of applied electricity, s. d.; 1 fasc. 26 cm.

Agua y energia electrica empresa del estado. *Cantos rodados y material en suspension de los rios Bermejo, Pescado e Iruya provincia de Salta*, por NICOLAS KONZEWITSCH. Buenos-Aires, 1958; 1 fasc. 29 cm.

Perspectives ouvertes par le marché commun aux oléagineux tropicaux de la Commu-

nauté, par R. M. E. Micheaux. Extrait de *Marchés tropicaux et méditerranéens,* numéro spécial du 19 décembre 1959 : *Produits tropicaux et Marché commun.* Paris, 1 fasc. 31 cm.

Institut de recherches pour les huiles et oléagineux. *Rapport annuel* 1958. Paris; 1 fasc. 27 cm.

Pour le développement rapide des productions d'Outre-Mer. Le rôle des instituts spécialisés, par Robert Préaud. Paris, 1 fasc. 27 cm.

Mise en valeur des oléagineux tropicaux. L'Institut de recherches pour les huiles et oléagineux. Paris, 1 fasc. 24 cm.

Les Instituts de recherches d'Outre-Mer. 1 fasc. 23,5 cm.

Présidence du Conseil. Commissariat à l'énergie atomique. *Étude de la lumière émise dans le modérateur d'une pile à eau lourde,* par Denis Breton. *La technique des couches minces et son application à la microscopie électronique,* par Gaston Rane. *La contagion isotopique dans les séparateurs électromagnétiques d'isotopes,* par Charles Cassignol. *Étude des processus des transformations dans les alliages uranium-molybdène de teneur* 0,5 à 4 % *en poids de molybdène,* par Jeanne Lehmann. *Extraction des sulfates par les amines à longues chaînes,* par Christiane Boirie. *Étude des transformations par revenu de la phase* Y *cubique centrée des alliages uranium-molybdène,* par Hubert Mikaïloff. *Convection forcée de la chaleur dans les espaces annulaires,* par Jacques Pelcé. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959 et 1960; 8 fasc. 27 cm.

Joint Committee on atomic energy congress of the United States, December, 1959. *Scientific Research in Great Britain with Emphasis on Basic research and research in Atomic energy* et *Atomic energy Legislation through* 86th *Congress,* 1st *session.* Washington, United States Government Printing Office, 1960; 2 vol. 23,5 cm.

Ein Vorschlag zur Lösung der ersten geodätischen Hauptaufgabe auf dem Rotationsellipsoid, von Gerhard Münzer. Thèse. München, Verlag der Bayerischen Akademia der Wissenschaften in Kommission bei der C. H. Bech'schen Verlagsbuchhandlung, 1960; 1 fasc. 29,5 cm.

Travaux du Laboratoire de géologie de la Faculté des sciences de l'Université d'Aix-Marseille, 1959. Tome VI. *Centenaire de la création de la chaire de géologie.* Gap, Imprimerie Louis-Jean, 1959; 1 vol. 24 cm.

Committee on Space Research. *Reports on national activities* et *Report of the third Cospar Meeting,* presented at the third Cospar Meeting. Nice, January, 8-16, 1960; 2 fasc. multicopiés 28 cm.

Le diagnostic de laboratoire des entérobactéries, par Léon Le Minor, in Collection « *Techniques de base* ». Saint-Mandé, Éditions de la tourelle, 1959; 1 vol. 16 cm (présenté par M. René Dujarric de La Rivière).

Nouveau traité de chimie minérale. Tome VII, Fasc. 1 et 2. *Scandium. Yttrium. Éléments des terres rares. Actinum,* par Georges Bouissières, Mme Françoise Gaume-Mahn, Mlle Charlotte Henry La Blanchetais, Jean Loriers, Félix Trombe. Paris, Masson, 1959; 2 vol. 26 cm (présenté par M. Paul Pascal).

(*A suivre.*)



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 20 AVRIL 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

L'Académie est informée

— des **Journées européennes 1960 de la Chimiurgie**, qui auront lieu à Paris, du 6 au 9 juillet 1960;

— de l'**International Congress for logic, methodology and philosophy of science**, qui se tiendra à l'Université de Stanford, Californie, du 24 août au 2 septembre 1960.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau le texte d'une Conférence faite par lui au Palais de la Découverte le 16 janvier 1960 : *La lumière, les quanta et la technique de l'éclairage.*

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Hermann Bräuning-Oktavio. *Oken und Goethe im Lichte neuer Quellen.*

2° Office de la recherche scientifique et technique Outre-mer. *Annuaire hydrologique de la France d'Outre-mer.* Année 1957.

3° Les Conférences du Palais de la Découverte. *Quelques aspects nutritionnels de la gestation*, par Raymond Jacquot.

4° Id. *Progrès récents en optique*, par Pierre Fleury.

5° Id. *Histoire de la notion de sexe chez les plantes*, par Jean-F. Leroy.

6° *Levels and transitions of atomic nuclei. Experiments and experimental methods*, by Gunnar Bäckstrom (Thèse, Uppsala).

7° *Afferent influences on tongue muscle activity. A morphological and physiological study in the cat*, by Sigfrid Blom (Thèse, Uppsala).

8° *Biomechanics of the central nervous system*, by Alf Breig (Thèse, Uppsala).

9° *Cortico-hypothalamic connexions in the rabbit. An experimental neuro-anatomical study*, by Per Olov Lundberg (Thèse, Uppsala).

10° *Lumbar intradiscal pressure. Experimental studies on post-mortem material*, by Alf Nachemson (Thèse, Uppsala).

11° *Stratification of human gallbladder bile* in vivo, by Harry Tera (Thèse, Uppsala).

12° *Some problems in nuclear structure studied by an electron — electron coincidence spectrometer*, Inaugural dissertation by Ekbal Bashandy (Uppsala).

13° Union internationale pour la conservation de la nature et de ses ressources. *Septième réunion technique. Athènes*, 11-19 septembre 1958. Volume I. *Érosion et civilisations. Éducation en matière de conservation. Pollution atomique.*

14° Ministero dell'agricoltura e delle foreste (Italie). *Attivita' italiana per la lotta biologica con formiche del gruppo* formica rufa *contro gli insetti dannosi alle foreste*, par Mario Pavan.

15° Académie des sciences de Hongrie. *Acta chirurgica.* Tomus I, fasciculus 1.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

TOPOLOGIE. — *L'espace des courbes n'est pas un espace de Banach.*

Note (*) de M. **Maurice Fréchet.**

Nous démontrons que l'espace des courbes ne peut être considéré comme un espace de Banach *quand on y définit* d'une façon qui paraît naturelle la distance et le produit par scalaire.

Nous entendons ici par espace des courbes, l'espace distancié Γ des courbes continues orientées, espace où la distance est définie comme dans notre Thèse et dans notre Note précédente [1], [2].

Si l'on veut faire de Γ un espace de Banach, il est naturel de définir le produit $a\xi$ de ξ par le nombre a, comme la courbe homothétique de la courbe ξ, dans le rapport a, relativement à un point fixe O. Alors, $o.\xi$ sera une courbe réduite au point O. Or, dans un espace de Banach, $o.\xi$ n'est autre que l'*élément neutre* θ. On devra donc prendre pour θ une courbe réduite au point fixe O.

Alors la norme $\|\xi\|$ de ξ, qui est la distance de la courbe ξ à θ, sera, d'après la définition adoptée pour la « distance » dans Γ, la plus grande des distances ordinaires de O aux points de ξ.

Il s'agit maintenant de *savoir si l'on peut définir dans* Γ *la somme* de deux courbes de façon que Γ devienne un espace de Banach *quand on y définit l'élément neutre* θ, *le produit par scalaire* $a.\xi$, *la norme* $\|\xi\|$ *et la distance* $\rho(\xi, \eta)$ de deux courbes ξ, η de Γ, de la façon indiquée ci-dessus.

Théorème II. — Nous allons montrer que *la réponse est négative.*

Démonstration. — Au lieu d'introduire la somme $\xi + \eta$, il sera plus commode d'introduire, pour la démonstration, un « milieu » du couple (ξ, η).

Milieux. — I. Définissons les milieux dans un espace de Banach *quelconque* $\mathcal{B}$. Nous appellerons milieu, au sens de Banach, d'un couple α, β d'éléments de $\mathcal{B}$, l'élément

$$Y_B \equiv \mathfrak{M}_B(\alpha, \beta) = \frac{1}{2}\cdot(\alpha + \beta). \tag{1}$$

Observons que, si $r(u, v)$ est la distance dans $\mathcal{B}$ de deux éléments u, v, de $\mathcal{B}$, on a

$$r(u, v) = \|u - v\|;$$

donc

$$r(\alpha, -\beta) = \|\alpha + \beta\|, \tag{2}$$

d'où la formule qui nous sera utile plus loin :

$$\| \mathfrak{M}_B(\alpha, \beta) \| = \frac{1}{2} \cdot r(\alpha, -\beta).$$

en écrivant $-\varphi$, $-\beta$, pour $(-1)\varphi$, $(-1)\beta$.

En l'écrivant d'après (1) sous la forme

$$(3) \qquad r(\theta, Y_B) = \frac{1}{2} r(\alpha, -\beta),$$

on aura une condition que doit vérifier Y_B et qui a un sens sans qu'on connaisse autre chose que les définitions de la distance et du produit par scalaire, ce qui est justement le cas où nous nous sommes placé pour Γ.

II. D'autre part, en vue de la théorie des éléments aléatoires abstraits, nous avons récemment défini une autre sorte de milieu :

Nous dirons qu'un couple d'éléments α, β d'un espace *distancié* $\mathcal{D}$ possède *un milieu à notre sens*, s'il existe un élément (qui sera ce milieu), $Y_F \equiv \mathfrak{M}_F(\alpha, \beta)$ de $\mathcal{D}$ tel que

$$(4) \qquad r(\alpha, Y_F) = r(\beta, Y_F) = \frac{1}{2} r(\alpha, \beta) \quad [3].$$

Cette définition a l'avantage de garder un sens pour des espaces distanciés dont on ne sait pas s'ils sont des espaces de Banach $\mathcal{B}$ et donc, en particulier, pour l'espace Γ.

THÉORÈME I. — *Pour tout couple α, β d'éléments d'un espace de Banach $\mathcal{B}$, le milieu Y_B, de ce couple, au sens de Banach, est aussi un milieu Y_F, à notre sens.*

En effet, on a, d'après (1) et (2) :

$$r(\alpha, Y_B) = r\left(\alpha, \frac{1}{2} \cdot (\alpha + \beta)\right) = \left\| \alpha - \frac{1}{2} \cdot (\alpha + \beta) \right\| = \frac{1}{2} \| \alpha - \beta \| = \frac{1}{2} r(\alpha, \beta).$$

De même

$$r(\beta, Y_B) = \frac{1}{2} r(\alpha, \beta).$$

Donc Y_B est un Y_F.

Contre-exemple. — Dès lors, pour démontrer notre théorème II, il nous suffit de présenter un exemple de deux courbes ξ, η de l'espace Γ des courbes continues orientées, pour lesquelles, si l'on suppose que Γ est un espace de Banach défini comme dans le théorème II, $\mathfrak{M}_B(\xi, \eta)$ n'est pas un $\mathfrak{M}_F(\xi, \eta)$.

Avant de préciser le contre-exemple, nous énoncerons un lemme facile à démontrer.

LEMME. — *Soient un angle orienté $\beta = \overrightarrow{GHK}$ et un vecteur $\alpha \equiv \overrightarrow{EF}$. Considérés comme deux éléments de l'espace Γ des courbes continues orientées,*

leur distance est

(5) $$\rho(\alpha, \beta) = \max \begin{cases} GE, \\ KF, \\ m(H, \alpha), \end{cases}$$

où m (H, α) *est la plus courte des distances du point* H *aux points du vecteur* α.

On démontre facilement ce lemme en partant de la remarque de notre Thèse d'après laquelle la « distance » de deux vecteurs $\overrightarrow{AB}$, $\overrightarrow{A'B'}$ dans Γ est la plus grande des longueurs des segments AA', BB'.

Contre-exemple. — Supposons que l'espace Γ soit un espace de Banach défini comme dans le théorème II. Prenons donc comme élément neutre une courbe réduite à un point déterminé θ.

Considérons maintenant un rectangle R $\equiv$ ABCD dont les longueurs des côtés sont AB = 4, AC = 8 et tel que le segment AB prolongé au-delà de B passe par θ et que $B\theta = 1$.

Appelons maintenant ξ l'angle orienté $\overrightarrow{ACD}$ et η le vecteur $\overline{AB}$. D'après le lemme, on aura

$$\rho(\xi, \eta) = \max \begin{cases} AA = 0, \\ DB = 8, \\ m(C, \overline{AB}) = AC = 8, \end{cases}$$

d'où

(6) $$\rho(\xi, \eta) = 8.$$

Si l'espace Γ est un espace de Banach défini comme ci-dessus, il existe un milieu du couple ξ, η au sens de Banach, soit

$$X_B = \mathfrak{M}_B(\xi, \eta).$$

On a, alors, par hypothèse, d'après (3)

(7) $$\rho(\theta, X_B) = \frac{1}{2}\rho(\xi, -\eta).$$

Or, on a, d'après le lemme :

(7) $$\rho(\xi, -\eta) = 10$$

et par suite, d'après (7)

(8) $$\rho(\theta, X_B) = 5.$$

Ainsi la courbe X_B est dans une sphère S de centre θ et de rayon 5. Mais Γ étant supposé un espace de Banach, X_B doit être aussi un milieu X_F à notre sens, c'est-à-dire qu'on doit avoir, d'après (4) et (6)

(9) $$\rho(\xi, X_B) = \rho(\eta, X_B) = \frac{1}{2}\rho(\xi, \eta) = 4.$$

Or, d'après la définition de la distance dans Γ, on voit facilement, que, X_B étant dans S, on a

(10) $$\rho(\xi, X_B) \geqq C\theta - 5.$$

Par suite, d'après (9) et (10)

$$4 = \rho(\xi, X_B) \geqq C\theta - 5$$

ou

(11) $$C\theta \leqq 9.$$

Or

$$C\theta = \sqrt{8^2 + 5^2} = \sqrt{89},$$

d'où

(12) $$C\theta > 9.$$

La comparaison des inégalités (11) et (12) établit l'impossibilité des hypothèses de départ, c'est-à-dire démontre le théorème II.

Remarque. — I. Rappelons que dans notre Note antérieure ([1]), nous avons ramené le problème à un autre quand on ne choisit d'avance, pour Γ, aucune des définitions (de la norme, du produit par scalaire, etc.) qui caractérisent un espace de Banach.

II. La Note actuelle a été développée oralement par l'auteur le 12 février 1960, à Paris, devant le Séminaire de Calcul des Probabilités de M. Fortet.

(*) Séance du 11 avril 1960.

([1]) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 248; *Ann. scient. Ec. Norm. Sup.*, 3e série, 75, 1958, p. 225.

([2]) Soit h une homéomorphie entre deux courbes ξ, η de Γ et d_h le maximum de la distance de deux points de ξ, η qui se correspondent dans h. La distance $\rho(\xi, \eta)$ de ξ et η est, par définition, la borne inférieure de d_h quand h varie

([3]) On observera que dans le cas particulier où l'espace considéré est la droite, les deux milieux ci-dessus existent, sont uniques et coïncident avec le milieu classique.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Endomorphismes de Reynolds et théorie ergodique*. Note (*) de M. **Gian-Carlo Rota**, présentée par M. Joseph Kampé de Fériet.

Les R-endomorphismes de Reynolds ont été introduits par Mme M.-L. Dubreil-Jacotin (¹) comme extension de la notion de T-endomorphisme de Reynolds, étudiée par J. Kampé de Fériet (²), et plusieurs autres auteurs après lui. Nous étudions ici, au point de vue de la théorie spectrale, ces opérateurs dans l'algèbre de Banach $L_\infty(S, \Sigma, \mu)$ sur un espace de mesure (S, Σ, μ) à mesure finie. On trouve ainsi une remarquable liaison entre la théorie de ces endomorphismes et certains problèmes classiques de la théorie ergodique.

Soit R un opérateur linéaire dans l'espace de Banach $L_\infty(S, \Sigma, \mu)$, continu dans la topologie faible induite par la dualité (L_∞, L_1) (³). On appelle R un *opérateur de Reynolds* quand il satisfait aux conditions suivantes : (*a*) R est *positif* : $Rf \geqq 0$ pour $f \geqq 0$; (*b*) R satisfait à l'*axiome stochastique des moyennes* $R(fg) = Rf\,Rg + R[(f - Rf)\,(g - Rg)]$, f et g étant des « fonctions » bornées. On sait que l'espérance mathématique conditionnelle $f \to E^B(f)$, où B est un sous-corps du corps d'ensembles Σ, satisfait aux conditions (*a*) et (*b*) (⁴). On obtient un exemple plus frappant d'opérateur de Reynolds à partir d'une transformation mesurable $s \to \varphi(s)$ de l'espace S dans lui-même, soumise aux conditions suivantes : l'opérateur $f(s) \to (Vf)(s) = f(\varphi(s))$ est faiblement continu dans L_∞, et son logarithme peut être défini par les méthodes usuelles du calcul opérationnel. Ces deux conditions sont satisfaites dans les cas les plus fréquents, par exemple quand la transformation φ a été obtenue en résolvant un système d'équations différentielles ordinaires. On démontre alors aisément que l'opérateur $R = z(zI - \log V)^{-1}$ est un opérateur de Reynolds pour tout z réel tel que e^z n'appartient pas au spectre de V dans L_∞. Il est intéressant de savoir s'il y a une mesure équivalente à μ et *invariante* pour φ. On démontre que ce problème est équivalent au problème suivant pour l'opérateur de Reynolds correspondant à φ : y a-t-il une mesure finie μ_1 équivalente à μ, telle que, pour la transformation adjointe R^* dans $L_1(S, \Sigma, \mu_1)$, on ait $R^*e = e$? Une telle mesure sera dite *invariante* pour R. En démontrant l'existence d'une mesure invariante pour les opérateurs de Reynolds les plus généraux, nous arriverons à une représentation concrète de ces opérateurs.

Dans la suite on considère les opérateurs de Reynolds à *spectre ponctuel*, c'est-à-dire satisfaisant aux conditions suivantes : le spectre de R dans L_∞ est un ensemble totalement discontinu — par exemple, une succession de points avec un nombre fini de points limites — et les combinaisons linéaires des fonctions propres généralisées sont faiblement denses ([5]). Ces opérateurs généralisent les transformations à spectre discret, étudiées par Halmos et von Neumann ([6]). Notons cependant que le problème considéré ici est beaucoup plus général que le cas étudié par ces auteurs, parce qu'on démontre ici l'existence d'une mesure invariante, tandis qu'ils supposent *a priori* l'existence d'une telle mesure.

THÉORÈME 1. — *Soit* R *un opérateur de Reynolds à spectre ponctuel dans* $L_\infty(S, \Sigma, \mu)$. *Alors il y a une partition de l'espace* S *en deux ensembles disjoints* $S_1 + S_2$ *tels que : (a) en désignant par* R_1 *l'opérateur* $f \to \chi_{S_1} Rf$, *où* χ_{S_1} *est la fonction caractéristique de l'ensemble* S_1, *la restriction de* R_1 *à* $L_\infty(S_1)$ *est un opérateur de Reynolds; (b) Soit e la fonction égale à un partout dans* S_1 *et à zéro partout dans* S_2*; alors on a* $R_1 e = e$; *(c) Si* $f \geqq 0$ *et* $Rf = 0$, *le support de f est contenu dans* S_2, *et inversement, si le support de g est contenu dans* S_2, *on a* $Rg = 0$.

Dans la démonstration on définit l'ensemble S_1 comme le support de la fonction intégrable $R^* e$. Puis, on établit le fait que le spectre d'un tel opérateur est étalé sur le cercle $|z - 1/2| = 1/2$ du plan complexe. On démontre aussi que le sous-espace des fonctions invariantes est de la forme $L_\infty(S, \Sigma', \mu)$, où Σ' est un sous-corps borélien de Σ. Ceci donne aisément la conclusion (*b*).

THÉORÈME 2. — *Soit* R *un opérateur de Reynolds à spectre ponctuel, et soit* R_1 *sa restriction à l'ensemble* S_1 *du théorème* 1 *(a). Alors il y a sur* S_1 *une mesure* μ_1 *invariante pour* R_1 *et équivalente à* μ.

L'outil principal dans la démonstration de ce résultat est l'extension aux espaces de Banach ordonnés de la théorie classique de Frobenius des valeurs et fonctions propres des opérateurs positifs. Après avoir établi que le point $z = 1$ dans le plan complexe est un pôle du résolvant $(zI - R)^{-1}$, on démontre l'existence d'une fonction intégrable h telle que $R^* h = h$. La difficulté est de choisir une telle fonction h qui ait son support dans tout l'ensemble S_1. Cela fait, on obtient la mesure invariante μ_1 en posant $\mu_1(E) = \int_E h(s)\,\mu(ds)$.

Ce dernier théorème a pour conséquence l'existence d'une mesure invariante pour les transformations φ. Plus généralement, on obtient comme corollaire l'existence d'une mesure invariante pour tout opérateur satisfaisant à l'axiome stochastique des moyennes, borné dans L_p pour une valeur fixe de p et ayant spectre ponctuel dans cet espace.

L'extension de ces résultats aux opérateurs à spectre continu ou mixte présente des problèmes tout à fait différents qui seront traités dans des publications ultérieures.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) Cf. *Étude Algébrique des Transformations de Reynolds*, *Colloque d'Algèbre supérieure*, C. B. R. S., Louvain, 1957.

(2) J. KAMPÉ DE FÉRIET, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 63, 1949, p. 156-172 et le Mémoire dans le *Congrès International de Mathématiciens*, Amsterdam, 3, 1954, p. 237 par le même auteur.

(3) Pour les résultats d'Analyse fonctionnelle utilisés ici, *voir* DUNFORD-SCHWARTZ, *Linear Operators*, New-York, 1959.

(4) G.-C. ROTA, *Representation of Averaging Operators*, *Rendiconti Padova*, 1960, p. 52-64.

(5) C'est-à-dire les fonctions bornées telles que $(zI - R)^n f = 0$ pour quelques valeurs de z et de n. Si M est un sous-espace faiblement fermé de L_∞, invariant pour R, les combinaisons linéaires de ces fonctions propres doivent être denses dans M.

(6) HALMOS et VON NEUMANN, *Annals of Math.*, 43, 1942, p. 153-166.

PROGRAMMES LINÉAIRES. — *Une application de la dualité.*
Note (*) de M. **Gaston Matthys**, transmise par M. Maurice Fréchet.

Démonstration directe, dans un cas particulier, de l'algorithme « primal-dual » (1) de MM. Dantzig, Ford et Fulkerson.

A est une matrice de lignes i et de colonnes j, x et b sont des vecteurs de coordonnées j, y et a des vecteurs de coordonnées i.

On considère le programme linéaire

(I) $$x \geqq 0, \quad Ax \geqq a, \quad \text{Min}\langle b, x \rangle$$

et le programme dual

(II) $$y \geqq 0, \quad yA \leqq b, \quad \text{Max}\langle y, a \rangle$$

Soit y_1 un programme de (II). On définit :

— le vecteur γ de coordonnées $\gamma_i = +1$ pour $(y_1)_i > 0$, $\gamma_i = 0$ pour $(y_1)_i = 0$;

— la sous-matrice A′ déduite de A en conservant seulement les colonnes pour lesquelles $(y_1 A)_j = b_j$.

U désignant la matrice unitaire de rang égal au nombre de lignes de A, on considère le programme linéaire déduit de (I) par substitution de A′ à A, introduction d'un vecteur écart e et d'une nouvelle fonctionnelle $\langle \gamma, e \rangle$, c'est-à-dire

(III) $$z \geqq 0, \quad e \geqq 0, \quad A'z - Ue = a, \quad \text{Min}\langle \gamma, e \rangle$$

ainsi que le programme dual

(IV) $$tA' \leqq 0, \quad tU \geqq -\gamma, \quad \text{Max}\langle t, a \rangle.$$

On admettra que (III) et (IV) ont des solutions, respectivement désignées par z_0, e_0 et t_0.

Théorème I. — $\langle \gamma, e_0 \rangle = 0 \Rightarrow y_1$ *est solution de* (II).

En effet, soit x_0 le vecteur obtenu par prolongement de z_0 à l'ensemble des j. La condition $\langle \gamma e_0 = 0 \rangle$ exprime

$$(y_1)_i > 0 \Rightarrow \gamma_i > 0 \quad \Rightarrow \quad (e_0)_i = 0 \quad \Rightarrow \quad (Ax_0)_i = a_i.$$

D'autre part, x_0 est un programme de (I), et

$$(x_0)_j > 0 \quad \Rightarrow \quad j \in A' \quad \Rightarrow \quad (y_1 A)_j = b_j$$

Les conditions caractéristiques de correspondance entre les solutions de (I) et de (II) sont donc vérifiées.

Théorème II. — *Si* $\langle \gamma, e_0 \rangle \neq 0$, *pour un nombre* $\theta > 0$ *convenable,* $y_2 = y_1 + \theta t_0$ *est un programme de* (II) *et l'on a* $\langle y_2, a \rangle > \langle y_1, a \rangle$.

1° $y_2 \geqq 0$. En effet $(y_1 + \theta t_0)_i < 0$ quel que soit $\theta > 0$ impliquerait :

d'une part $(y_1)_i = 0 \Rightarrow \gamma_i = 0$;

d'autre part $(t_0)_i < 0 \Rightarrow \gamma_i \neq 0$, d'où la contradiction.

2° $y_2 A \leqq b$. En effet $(y_1 A + \theta t_0 A)_j > b_j$ quel que soit $\theta > 0$ impliquerait :

d'une part $(y_1 A)_j = b_j \Rightarrow j \in A'$;

d'autre part $(t_0 A)_j > 0 \Rightarrow j \notin A'$ d'où la contradiction.

3° $y_2 a - y_1 a = \theta t_0 a = \theta \gamma e_0 > 0$.

Nous appliquerons ces deux théorèmes dans une publication ultérieure.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) DANTZIG, FORD et FULKERSON, *A primal dual algorithm*, Rand Paper, 1955, p. 778.

MÉCANIQUE DES SOLIDES. — *Application de la méthode de l'excitation harmonique à la mesure de caractéristiques mécaniques et photo-élastiques d'un matériau plastique.* Note (*) de M. **Alexis Lagarde**, transmise par M. Robert Mazet.

Une éprouvette d'araldite verticale d'épaisseur et de section constantes encastrée à son extrémité supérieure supporte à l'autre extrémité une bobine excitatrice de masse M librement mobile dans l'entrefer d'un électro-aimant.

Désignons par x l'abscisse d'une section à partir de l'extrémité encastrée, $u(x, t)$ le déplacement de cette section.

Supposons la contrainte longitudinale sur toute section d'abscisse x de la forme

$$\sigma = E' \frac{\partial u}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial t\, \partial x},$$

E' et μ étant deux constantes, la seconde étant supposée petite.

Dans ces conditions le déplacement $u(x, t)$ satisfait à l'équation

$$E' \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2},$$

ρ désignant la masse spécifique.

La réponse forcée $u(x, t)$ à une excitation $f_0 \cos \Omega t$ (contrainte) exercée à l'extrémité libre s'obtient en utilisant les coordonnées généralisées et introduisant une fonction de dissipation dans les équations de Lagrange du mouvement de l'éprouvette.

En régime stationnaire la solution générale s'écrit

$$u = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4 f_0 \beta_i \sin \beta_i}{l(2\beta_i + \sin 2\beta_i)} \frac{\sin \frac{\beta_i x}{l}}{[(\rho\Omega^2 - E' k_i^2)^2 + \mu^2 k_i^4 \Omega^2]^{\frac{1}{2}}} \cos(\Omega t - \psi_i)$$

avec $\operatorname{tg} \psi_i = \mu k_i^2 \Omega / (E' k_i^2 - \rho\Omega^2)$, les β_i étant les racines de l'équation $m/M = \beta \operatorname{tg} \beta$, $\beta_i = k_i l$, m masse de l'éprouvette, l sa longueur.

A la résonance d'amplitude du premier mode de vibration (fondamental) et au voisinage, nous prendrons pour $u(x, t)$ le premier terme de la série.

L'amplitude maximale de la vibration a alors pour expression,

(1) $$u_m(x) \simeq \frac{2 f_0 \beta_1 \sin \beta_1}{\rho l (2\beta_1 + \sin 2\beta_1)\, a_1 \Omega_1} \sin \beta_1 \frac{x}{l},$$

a_1 étant le décrément du mode et Ω_1 sa pulsation à la résonance.

L'amortissement du matériau étant faible, on a

(2) $$E' \simeq \rho \frac{\Omega_1^2}{k_1^2}.$$

1. *Raideur.* — L'expérience montre, pour une éprouvette de longueur donnée et une valeur donnée du rapport m/M, que la fréquence de résonance est indépendante de l'amplitude. Le coefficient E', calculé d'après (2), est donc indépendant de l'amplitude (ρ étant très sensiblement constant). D'autre part, en faisant varier M (avec des surcharges), on déplace nettement la fréquence de résonance, pour une même éprouvette, de 400 à 700 Hz. On constate encore que E' est constant, à 1 % près, quelle que soit la fréquence.

Une gamme plus étendue de fréquences (400 à 1 200 Hz) a été expérimentée en utilisant des éprouvettes de longueurs différentes. Le coefficient E' a encore été trouvé constant à 3 % près.

2. *Amortissement.* — Pour les raisons exposées au paragraphe 3, le dispositif suivant a été réalisé en vue de mesurer $u\ (l,\ t)$.

Deux lames opaques, situées dans le plan médian de l'éprouvette, l'une A solidaire d'une vis micrométrique, l'autre B liée à l'extrémité de l'éprouvette, ménagent entre elles une fente horizontale. Au niveau de celle-ci on forme l'image du filament rectiligne vertical d'une lampe à éclairement constant. La lumière traversant la fente est envoyée sur un photomultiplicateur.

Pour un déplacement sinusoïdal de la lame B suivant l'axe de l'éprouvette, la valeur efficace de la tension fournie par le photomultiplicateur permet, compte tenu d'un étalonnage statique préalable, de connaître $u_m\ (l)$.

L'étude de la tension obtenue montre qu'à la résonance et au voisinage les harmoniques ont une contribution négligeable. D'autre part, $u_m(l)$ est proportionnelle à f_0. Il en est de même de $\partial u_m(x)/\partial x$ mesurée à l'aide d'extensomètres à fil résistant collés suivant l'axe de l'éprouvette. Ces deux faits indiquent, d'après (1), que l'amortissement est indépendant de f_0.

Le décrément a été mesuré par la méthode de la bande passante à mi-hauteur : $a_1 \simeq 2\pi.\Delta N/\sqrt{3}$. On trouve que la bande passante $2\,\Delta N$ est *indépendante de l'amplitude et proportionnelle à la fréquence* N, de 400 à 1 200 Hz; l'angle d'amortissement $\theta = a_1/2\pi N$ est donc indépendant de la fréquence (en accord avec l'hypothèse de Rayleigh). On a trouvé $\theta = 10^{-2}$ à 3 % près. Notons que d'autres auteurs ([2]) ont trouvé une variation avec l'amplitude en opérant à des amplitudes nettement plus grandes.

Il s'en suit (E' étant constant) que $\mu = \theta E'/\pi N$ est inversement proportionnel à la fréquence et, d'autre part, indépendant de l'amplitude. Le moule mathématique le mieux adapté serait donc celui de Kepès ([3])

$$\sigma = E'[\varepsilon + 2\theta\,|\,\varepsilon\,|\,\mathrm{sgn}\,\dot{\varepsilon}] \qquad \left(\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x}\right).$$

Le moule linéaire n'est admissible, pour le terme d'amortissement, qu'au voisinage d'une fréquence déterminée.

Nous avons constaté que la valeur trouvée pour θ était la même que

celle que nous avions déjà déterminée par une autre méthode ([1]). En un point donné, le déphasage 2θ entre contrainte et déformation ne dépend donc que du matériau et peut-être de la géométrie de l'éprouvette. L'angle θ étant faible, on a

$$\sigma \simeq E' \frac{du}{dx}. \tag{3}$$

3. *Constante photoélastique.* — L'étude photoélastique s'effectue comme il est dit dans ([1]). Les enregistrements I (x, t) sont dépouillés dans le plan f_0, φ. Les résultats sont identiques. La valeur du déphasage optique φ correspondant à f_0 s'en déduit facilement. Le calcul de $\sigma_0(x)$ (contrainte pour l'amplitude f_0) d'après les relations (1) et (3) permet alors de déterminer la constante photoélastique C. *La valeur trouvée est indépendante de la fréquence et égale à celle obtenue au cours d'un essai statique.* On a trouvé $C = 54 \pm 2{,}5$ Brewsters.

Si à l'abscisse x, à laquelle on enregistre I (x, t), on mesure l'extension ε avec des extensomètres à fil résistant, on est conduit à une constante photoélastique qui croît, en général, avec la fréquence. L'extension mesurée est toujours inférieure à sa valeur calculée. Le montage décrit au paragraphe 2 permet d'écarter cette anomalie. En effet, $u_m(l)$ mesurée comme il vient d'être dit est bien égale (aux erreurs de mesure près) à la valeur calculée, ce qui confirme la théorie précédente.

On peut conclure de ce qui précède que les extensomètres à fil résistant ne se prêtent pas à des mesures quantitatives sur le matériau considéré. La méthode qui vient d'être exposée permettrait, si besoin était, l'étude systématique de leur comportement sur un matériau admettant le moule mathématique linéaire sous les réserves indiquées.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 969.

([2]) J. A. SAUER et W. J. OLIPHANT, *Proc. A. S. T. M.*, 49, 1949; G. F. WEISSMAN, VOH-HAN PAO et J. MARIN, *Prediction of creep under fluctuating stress and damping from creep under constant stress, Proceeding of the IIth U. S. National Congress of Applied Mechanics.*

([3]) A. BLAQUIÈRE, *Sur un nouveau modèle rhéologique élémentaire, Cahiers du Groupe français d'études de Rhéologie*, 1, n° 1.

ASTRONOMIE. — *Sur un effet de l'inégalité des petits axes de certains astéroïdes variables dans leur magnitude absolue.* Note (*) de M. **Charles Cailliatte**, transmise par M. André Danjon.

Les dernières mesures photoélectriques des astéroïdes (15) et (39) par I. et C. J. van Houten ont permis de mettre en évidence un effet de déclinaison qui paraît dépendre, pour (39) surtout, de l'inégalité des trois axes de symétrie approchée du corps.

1. En cherchant à améliorer, au moyen des observations photoélectriques de I. et C. J. van Houten en 1955 [1], les éléments physiques des astéroïdes variables (15) *Eunomia* et (39) *Lætitia* que nous avions calculés précédemment [2], nous avons pu mettre en évidence un « effet de déclinaison » qui, tout au moins pour (39), semblerait dénoter une forme à trois axes inégaux.

2. L'astéroïde présentant une variation d'éclat périodique à courte période dépendant de sa rotation (en général deux oscillations par période), si m est la magnitude apparente au maximum d'éclat, à la distance r du Soleil et Δ de la Terre; φ, son angle de phase; D, la déclinaison astrocentrique de la Terre, déduite du calcul de l'équateur planétaire au moyen des amplitudes de variation d'éclat à diverses oppositions, on a d'abord les formules bien connues :

$$g_{(\varphi)} = m - 5\log(r\Delta)$$

qui donne la magnitude réduite du maximum d'éclat dans les conditions idéales : $r = \Delta = 1$, à l'angle de phase φ; et

$$g = g_{(\varphi)} - \gamma\varphi$$

qui donne la magnitude absolue au maximum d'éclat, réduite à $\varphi = 0$. γ est ici le coefficient de phase; c'est l'accroissement de la magnitude réduite pour un accroissement de 1° de l'angle de phase.

La planète affectant à peu près la forme d'un ellipsoïde de demi-axes a, b, c, tournant autour de son petit axe c de symétrie approchée, si la différence entre les deux petits axes b et c est faible, les formules ci-dessus donnent la magnitude absolue avec une approximation suffisante.

3. Il n'en est pas de même si la différence $b - c$ est appréciable. Dans ce cas, on observe un « effet de déclinaison » dont la conséquence sera, en se plaçant toujours dans les conditions : $r = \Delta = 1$; $\varphi = 0$, d'accroître l'éclat de la planète (au maximum d'éclat à courte période) avec la déclinaison D de la Terre. Si l est la variation de la magnitude absolue g pour une variation de un degré de D, et g_0, la magnitude absolue vraie de la planète, on aura

$$g_{(\varphi)} = g_0 + \gamma\varphi + l|D|.$$

Cet effet, faible pour (15), où il semble ne dépendre que de la stratification de la surface, car le coefficient l est positif ($l = + 0^{m},003$), est important pour (39) où il est négatif ($l = - 0^{m},0182$).

Ceci semble bien dénoter chez cette dernière planète une inégalité des trois axes approchés de symétrie.

4. Si A est l'amplitude de variation de magnitude à courte période pour une déclinaison D de la Terre, à l'angle de phase φ, on peut écrire, dH étant la variation d'éclat (3)

$$dH = 2,512^{A} = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{b}}\sqrt{\frac{\mathbf{b}^2 \sin^2 D + \mathbf{c}^2 \cos^2 D}{\mathbf{a}^2 \sin^2 D + \mathbf{c}^2 \cos^2 D}}$$

pour D = o, on a la variation d'éclat maximale correspondant à l'amplitude maximale A_0, d'où le rapport **a**/**b**. De plus, dH' étant la variation d'éclat au maximum d'éclat, à l'angle de phase φ, entre les déclinaisons D = o et D, on a

$$dH' = 2,512^{-\partial g \left\{ {}^{D}_{D=0} \right.} = \frac{\sqrt{\mathbf{b}^2 \sin^2 D + \mathbf{c}^2 \cos D}}{\mathbf{c}}.$$

On en a déduit directement **b**/**c** = 3,3, qui fournit les résidus les plus faibles de l'amplitude A avec **a**/**b** = 1,70 et par conséquent : **a**/**c** = 5,6. On obtient en effet, par ordre de | D | croissant :

Année.	| D |.	Longue période.		Courte période.	
		$dm_{obs.}$	$dm_{calc.}$	$A_{obs.}$	$A_{calc.}$
	°	m	m	m	m
1949	4,0	-	-	0,55	0,53
1955	5,3	−0,09	−0,05	0,50	0,50
1944	8	-	-	0,33	0,42
1953	12,7	−0,23	−0,21	0,22	0,29
1952	17,0	−0,31	−0,33	0,18	0,21

On en conclut que (39) *Lætitia* se comporte photométriquement comme un « *gros galet plat* ».

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) I. et C. J. Van Houten, *Astrophys.*, 127, 1958, p. 253.

(2) Cailliatte, *Bull. Astr.*, 20, 1956, p. 283.

(3) On suppose que le corps est uniformément diffusant et se projette selon une ellipse approximative sur la sphère céleste du lieu d'observation.

PHYSIQUE SOLAIRE. — *Sur une évolution du profil des raies spectrales dépendant sans doute du gradient des vitesses de la matière dans l'atmosphère où elles prennent naissance.* Note (*) de M. **Roger Servajean**, transmise par M. André Danjon.

Sur des spectres de haute définition, intéressant des taches solaires, on remarque des modifications locales du profil des raies, dépendant à la fois du point considéré de la tache et de la position de celle-ci par rapport au centre du disque. On émet l'hypothèse que cet effet est lié au gradient, suivant la ligne de visée, des vitesses de la matière dans les couches où se forment les raies.

Au cours de nombreuses mesures d'effet Doppler-Fizeau que nous avons effectuées pour étudier l'effet Evershed (¹), nous avons été frappé des modifications importantes que subit l'aspect d'une même raie en divers points de la pénombre et pour diverses positions de la tache sur le disque.

Le phénomène est caractérisé par l'apparition d'une aile diffuse, plus ou moins importante, *d'un seul côté de la raie.* Il intéresse tout ou partie de la région de la pénombre coupée par la fente, mais n'en dépasse jamais la limite extérieure. C'est une modification locale du profil consistant en l'étalement d'une des deux ailes.

Afin de dégager, dans la mesure du possible, les lois auxquelles obéit cet effet, nous avons examiné un très grand nombre de nos spectres, particulièrement ceux des séquences du 25 avril au 2 mai 1958 prises par la méthode du balayage spectroscopique (¹) ainsi que ceux de séquences prises au cours de l'été 1959, à l'Observatoire du Pic du Midi, dans lesquelles quelques images présentent une définition exceptionnelle.

Les trois dessins de la figure, correspondant à trois positions caractéristiques de la tache sur le disque, résument assez bien nos constatations.

On y a figuré quelques positions de la fente et les tracés schématisés des raies correspondantes, présentant les torsions Evershed telles que nous les avions mesurées. Les ailes diffuses sont indiquées, là où elles existent, par de petites hachures dont la longueur est grossièrement proportionnelle à l'importance de la diffusion. On a également représenté quelques profils caractéristiques. La direction du centre du disque est indiquée par des flèches.

On peut résumer en quelques points les lois auxquelles semble obéir cet effet :

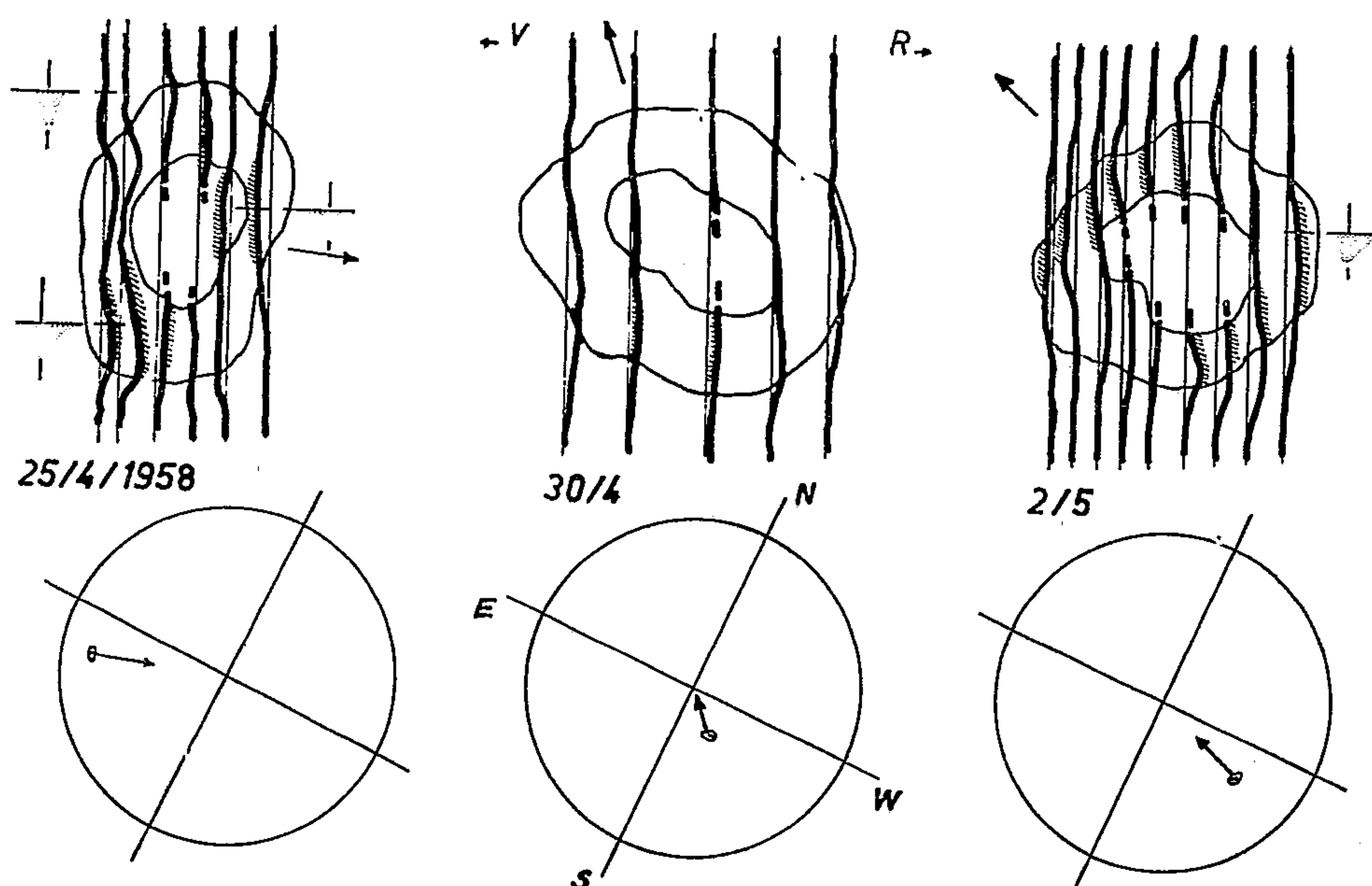
1° Il est très faible et même généralement n'existe pas, pour les taches situées près du centre du disque.

2° Il est beaucoup plus marqué pour des taches situées près du bord et présente des caractères de symétrie pour des taches situées à l'Est ou à l'Ouest.

3° Il intéresse surtout des régions de la pénombre. On l'observe rare-

ment dans l'ombre. Il s'arrête brusquement à la limite extérieure de la pénombre, même lorsque la torsion Evershed se prolonge notablement plus loin. Sur la centaine de spectres examinés et qui présentent cet effet, nous n'avons pas relevé un seul cas en contradiction avec la remarque précédente.

4° Le sens dans lequel on l'observe prolonge très généralement l'effet Evershed. Il y a toutefois des exceptions (voir partie nord de la tache du 25 avril).



5° Lorsqu'il est bien marqué, il présente un caractère de symétrie par rapport à un axe passant par le centre de la tache et ayant tendance à être perpendiculaire à la direction du centre du Soleil.

Sur les spectres de très bonne définition pris au Pic du Midi, on peut également remarquer que :

6° Dans les régions de la pénombre où l'aile diffuse existe, elle est nettement localisée en regard des parties sombres du spectre continu. Le profil de la raie redevient symétrique pour les régions correspondant aux parties les plus lumineuses de la fine structure pénombrale.

7° Des effets de même nature, quoique moins marqués, s'observent quelquefois en dehors des taches, sur la granulation. L'aile diffuse a toujours correspondu, dans les cas où nous l'avons vue, aux parties *sombres* de la granulation.

Pour essayer d'expliquer cet effet, remarquons d'abord qu'une seule caractéristique n'a subi aucune exception dans tous les spectres que nous avons examinés : le phénomène n'est visible que dans les parties *sombres* de la pénombre ou de la granulation. Cela semble indiquer qu'il ne peut

apparaître que pour un degré relativement élevé de transparence de l'atmosphère solaire; remarquons que, dans ce cas, l'ensemble des couches concourant à la formation de la raie occupe une épaisseur géométrique plus grande que pour les régions brillantes du disque. Il n'apparaît d'autre part systématiquement que là où existent d'importantes composantes de vitesses suivant la ligne de visée.

Nous pensons qu'il est dû à une notable variation en profondeur du champ de vitesses et qu'il exprime une forte valeur du *gradient* suivant la ligne de visée. Nous proposons l'explication suivante :

Imaginons le profil d'une raie comme résultant de la somme d'éléments gaussiens de largeurs différentes, produits par des tranches d'atmosphère étagées. Les éléments les plus étroits correspondent aux couches les plus froides et les plus élevées. Les éléments les plus larges, qui forment les ailes, correspondent aux couches profondes.

Si les vitesses Doppler-Fizeau restent les mêmes pour les différentes couches, les éléments constitutifs du profil subiront un déplacement d'ensemble et la raie restera symétrique. Si, au contraire, la composante Doppler-Fizeau croît avec la profondeur, il y aura augmentation du décalage en λ pour les éléments constituant les ailes, par rapport à ceux qui forment le fond, d'où apparition d'une dissymétrie semblable à celle que nous observons.

Ce que l'on sait de l'effet Evershed et particulièrement de sa variation en profondeur ([2]), correspond qualitativement à la fois aux aspects observés et à notre hypothèse.

Il nous semble que sa vérification serait utile. Son éventuelle confirmation dépasserait, par sa généralité, l'importance d'une meilleure connaissance de l'effet Evershed, car il s'agirait, dans ce cas, d'un nouveau renseignement fourni par l'analyse spectrale sur la dynamique de la matière.

(*) Séance du 11 avril 1960.
([1]) R. SERVAJEAN, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2071.
([2]) R. SERVAJEAN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1158.

(*Observatoire de Paris-Meudon.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Rayons atomiques des éléments de la matière. Éléments caractérisés par leurs électrons d et f des couches internes* (3 *à* 7). Note (*) de Mlle **Rose Aynard**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. En me basant sur ma précédente classification des éléments de la matière [1] comme dans la première partie [2] de cet exposé et en considérant, dans cette seconde partie, que les rayons atomiques des éléments caractérisés par leurs électrons d et f des couches internes (3 à 7) varient en fonction du remplissage successif de ces couches croissant par leurs électrons d et f seulement, je me propose d'ici d'établir et de paramétrer les fonctions $r' = g(d, f)$ dont r' donnera les rayons atomiques de tous les éléments croissant du n° 21 au n° 113 par leurs électrons d et f seulement de la couche 3 à la couche 7.

2. En première approximation, j'ai tracé les courbes $r' = g(d, f)$ en partant des données de Slater [3] (tableau I) et, également, les courbes $\varphi = K(d, f)$ à partir des mesures des volumes atomiques de Stephan Meyer [4].

Toutes ces courbes étant d'allure parabolique, je suppose une fonction telle que

$$r'(d, f) = c_1[(d, f)_j - c_0]^2 + c_2; \qquad (1')$$

(a) en prenant pour abscisses $(d, f)_j = 1, 11, 21, 35, 45, 59$ et 69.

Ces nombres correspondent au début ou à la saturation des couches 3, 4, 5, 6 et 7 en électrons d et f. Les numéros atomiques correspondant à ces abscisses $(d, f)_j$ sont les n°s 21, 39, 57, 84 et 103 dont chacun est le début d'une série à valence variable ne pouvant jamais prendre la configuration des éléments de gaz inerte.

3. En paramétrant ces courbes, on constate que les fonctions paraboliques obtenues sont toutes de même courbure et peuvent se déduire l'une de l'autre par une translation constante. On peut donc obtenir tous les rayons des éléments de la matière du n° 21 au n° 113 croissant par leurs électrons d et f seulement des couches internes (de 3 à 7) (dont les éléments de transitions et les terres rares, séries dites secondaires de la classification périodique) par une seule fonction à deux variables, soit

$$r'(d, f) = -7{,}7\cdot 10^{-4}[(d, f)_j - 30]^2 - 0{,}1(d, f)_k + 3{,}2. \qquad (1')$$

Pour chacune des valeurs de $(d, f)_j$ ci-dessus (a), on donne à $(d, f)_k$ les valeurs de 1 à 8 et de 1 à 14 correspondant au remplissage jusqu'à la saturation des couches de 3 à 7 en électrons d ou f. On obtient ainsi les rayons de quatre séries de huit éléments pour lesquels $(d, f)_k$ croît seulement par ses électrons d soit du n° 21 au 28 du n° 39 au 46; du n° 71 au 78; du n° 103 au 110; puis les rayons de deux séries de 14 éléments pour

lesquels $(d, f)_k$ croît seulement par ses électrons f soit du n° 57 au 70 et du n° 89 au 102.

4. Les éléments n°s 29 et 30; 47 et 48; 79 et 80; 111 et 112 sont caractérisés par leurs électrons s des couches externes 4, 5, 6 et 7 passant aux électrons d des couches immédiatement inférieures pour les saturer.

Tableau I.

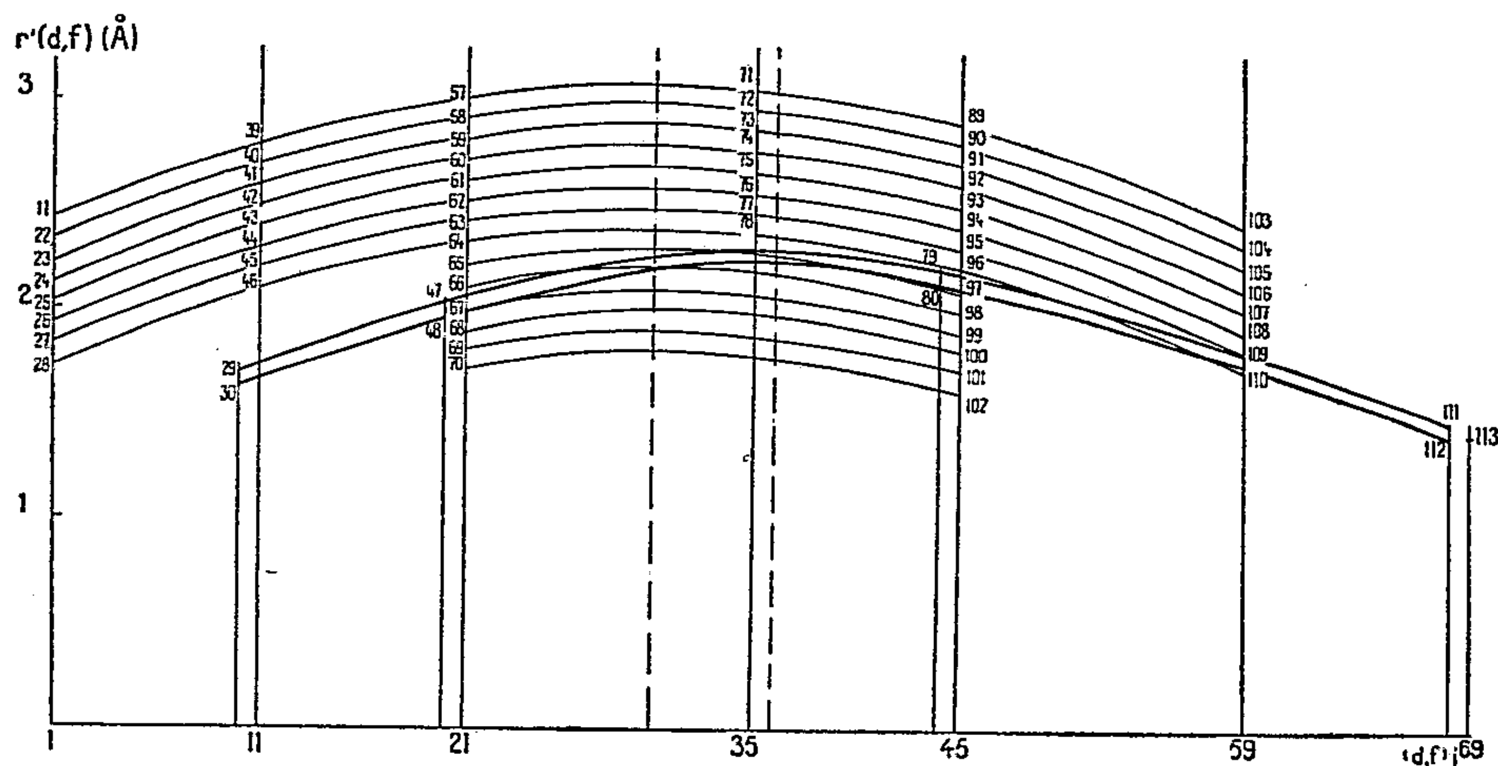
$(d,f)_j$.	Z.	Slater r' (Å).	Aynard r' (Å).
1.	21	2,43	2,45
	22	2,32	2,35
	23	2,22	2,25
	24	2,12	2,15
	25	2,02	2,05
	26	1,95	1,95
	27	1,87	1,85
	28	1,80	1,75
11.	39	2,84	2,82
	40	2,71	2,72
	41	2,60	2,62
	42	2,48	2,52
	43	2,36	2,42
	44	2,28	2,32
	45	2,18	2,22
	46	2,10	2,12
21.	57	3,12	3,04
	58	-	2,94
	59	-	2,84
	60	-	2,74
	61	-	2,64
	62	-	2,54
	63	-	2,44
	64	-	2,34
	65	-	2,24
	66	-	2,14
	67	-	2,04
	68	-	1,94
	69	-	1,84
	70	-	1,74
10.	29	1,73	1,73
	30	1,67	1,66
20.	47	2,02	2,04
	48	1,95	1,98
35.	71	-	3,08
	72	-	2,98
	73	2,86	2,88
	74	2,73	2,78
	75	2,60	2,68
	76	2,51	2,58
	77	2,40	2,48
	78	2,31	2,38
45.	89	-	2,93
	90	-	2,83
	91	-	2,73
	92	-	2,63
	93	-	2,53
	94	-	2,43
	95	-	2,33
	96	-	2,23
	97	-	2,13
	98	-	2,03
	99	-	1,93
	100	-	1,83
	101	-	1,73
	102	-	1,63
59.	103	-	2,45
	104	-	2,35
	105	-	2,25
	106	-	2,15
	107	-	2,05
	108	-	1,95
	109	-	1,85
	110	-	1,75
69.	113	-	1,46
44.	79	2,22	2,19
	80	2,15	2,13
68.	111	-	1,50
	112	-	1,42

En faisant les mêmes suppositions que précédemment, j'obtiens deux paraboles (de courbure et d'axe assez peu différents des précédentes) caractérisant les rayons de ces éléments en fonction de leurs électrons de saturation $(d, f)_j$ des couches 3, 4, 5 et 6. Ces paraboles ayant même

courbure, on peut les représenter par une fonction à deux variables comme précédemment, soit

$$(2') \qquad r'' = -7,6.10^{-4}[(d,f)_j - 36,5]^2 - 0,1(d_k) + 2,4;$$

(*b*) avec $(d,f)_j = 10, 20, 44$ et 68; et d_k ayant les valeurs 1 et 2 pour chacune des valeurs de $(d,f)_j$.



5. On obtient le rayon atomique du n° 113 sur l'abscisse $(d,f)_j = 69$ au moyen d'une des fonctions du type Morse [première partie de cet exposé ([5])], on trouve $r'_{113} = 1,46$ Å (tableau I et courbes, *fig.* 1).

Résumé. — On peut obtenir tous les rayons atomiques des éléments de la matière du n° 1 au n° 113, soit en fonction de leurs électrons (s, p) des couches externes (de 1 à 4) (première partie de cet exposé), soit en fonction de leurs électrons (d, f) des couches internes (de 3 à 7), soit par les relations (I) et (I').

N. B. — On peut faire remarquer que tout rayon d'un élément donné par les formules (I) et (I') ne dépend que d'un électron exclusif.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) R. Aynard, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2165.
([2]) R. Aynard, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2683.
([3]) *Loc. cit.* ([2]).
([4]) *Loc. cit.* ([2]).
([5]) *Loc. cit.* ([2]).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Théorie algébrique des mésons et baryons.* Note (*) de M. **Jean-Marie Souriau**, présentée par M. Joseph Pérès.

On propose un isoespace à sept dimensions, dont le méson est un vecteur et le baryon un spineur; on en déduit un groupe à 21 paramètres qui conserve les interactions fortes; des lagrangiens sont proposés pour les interactions fortes et électromagnétiques.

1. Les interactions fortes sont soumises à un certain nombre de règles empiriques (conservation de la charge électrique, de l'étrangeté, du spin isotopique) qui permettent en particulier de dresser le tableau de toutes les réactions du type baryon + antibaryon ⇔ méson :

(1)

	$\bar{p}$	$\bar{n}$	$\bar{\Lambda}$	$\overline{\Sigma^+}$	$\overline{\Sigma^0}$	$\overline{\Sigma^-}$	$\overline{\Xi^0}$	$\overline{\Xi^-}$
p....	Π^0	$\sqrt{2}\,\Pi^+$	K^+	$-\sqrt{2}\,K^0$	$-K^+$	0	0	0
n....	$\sqrt{2}\,\Pi^-$	$-\Pi^0$	K^0	0	K^0	$-\sqrt{2}\,K^+$	0	0
Λ....	K^-	$\overline{K^0}$	0	Π^-	Π^0	Π^+	K^0	K^+
Σ^+...	$-\sqrt{2}\,\overline{K^0}$	0	Π^+	$-\Pi^0$	Π^+	0	$\sqrt{2}\,K^+$	0
Σ^0...	$-K^-$	$\overline{K^0}$	Π^0	Π^-	0	$-\Pi^+$	$-K^0$	K^+
Σ^-...	0	$-\sqrt{2}\,K^-$	Π^-	0	$-\Pi^-$	Π^0	0	$\sqrt{2}\,K^0$
Ξ^0...	0	0	$\overline{K^0}$	$\sqrt{2}\,K^-$	$-\overline{K^0}$	0	Π^0	$-\sqrt{2}\,\Pi^+$
Ξ^-...	0	0	K^-	0	K^-	$\sqrt{2}\,\overline{K^0}$	$-\sqrt{2}\,\Pi^-$	$-\Pi^0$

Si l'on remplace les symboles des mésons par les fonctions d'ondes correspondantes (Π^0 est réel et les couples Π^+, Π^-; K^+, K^-; K^0, $\overline{K^0}$ imaginaires conjugués), le tableau Γ ci-dessus devient une matrice hermitienne qui vérifie (compte tenu des facteurs ± 1, $\pm\sqrt{2}$ que nous y avons introduits) l'identité remarquable

$$\Gamma^2 \equiv |\Pi^0|^2 + |\Pi^+|^2 + |\Pi^-|^2 + |K^+|^2 + |K^-|^2 + |K^0|^2 + |\overline{K^0}|^2; \tag{2}$$

nous en proposons l'interprétation géométrique suivante :

(3) Les baryons d'une part, les mésons de l'autre, constituent des bases orthonormales pour deux espaces euclidiens B_8, M_7; les éléments de B_8 sont les spineurs de M_7; les interactions fortes sont invariantes par le groupe de Clifford (¹) correspondant.

Cette hypothèse contient les règles de sélections citées plus haut, ainsi que la propriété dite « symétrie globale » (qui ne concerne que les interactions pions-baryons). Le groupe de Clifford indiqué a 21 paramètres; il contient (comme sous-groupes) le groupe des transformations de jauge électromagnétiques et divers groupes de « spin isotopique » proposés antérieurement (²), (³), (⁴).

2. Algébriquement, on sait que les spineurs d'un espace euclidien M

de dimension impaire $2r+1$ forment un espace B de dimension 2^r; que les opérateurs de Dirac Γ_j liés à une base orthonormale réelle de M (les mésons forment une base complexe de M_7) vérifient les relations

$$\Gamma_j \Gamma_k + \Gamma_k \Gamma_j = -2\delta_{jk}; \tag{4}$$

et que le groupe de Clifford est engendré par les transformations infinitésimales

$$R = \frac{1}{4} R^{jk} [\Gamma_j, \Gamma_k] \tag{5}$$

qui opèrent sur les éléments Φ de M et Ψ de B suivant les formules

$$\delta_R(\Gamma_j \Phi^j) = [R, \Gamma_j \Phi^j]; \qquad \delta_R \Psi = R\Psi. \tag{6}$$

Le cas particulier $r=3$ considéré ici possède une propriété remarquable : grâce à l'algorithme des « octaves de Cayley », on peut réaliser les relations (4) au moyen de matrices antihermitiennes réelles.

3. Pour tenir compte de la structure spatiotemporelle des particules, on prendra les fonctions d'onde Φ des mésons et Ψ des baryons dans les produits tensoriels $M \otimes P$ et $B \otimes D$, P et D désignant les espaces des pseudoscalaires et des spineurs de Dirac; ainsi les baryons sont fermions et isofermions, les mésons sont bosons et isobosons. Pour construire un formalisme lagrangien, on prendra un terme cinématique

$$\overline{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \overline{\partial_\mu \Phi} \, \partial_\nu \Phi \tag{7}$$

et un terme d'interactions fortes

$$g \overline{\Psi} \gamma^5 \Gamma_j \Phi^j \Psi, \tag{8}$$

où g désigne une constante de couplage universelle; on obtient l'expression détaillée de (8) grâce au tableau (1) :

$$ig \begin{bmatrix} \bar{p} \gamma^5 p \Pi^0 + \sqrt{2} \bar{p} \gamma^5 n \Pi^+ + \bar{p} \gamma^5 \Lambda K^+ + \ldots \\ + \bar{n} \gamma^5 p \Pi^- + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{bmatrix} \tag{9}$$

on retrouve une expression proposée par Umezawa et Visconti ([5]), qui est à l'origine de la présente théorie.

Il est clair que ces expressions (7) et (8) sont invariantes par le groupe de Clifford, par le groupe de Lorentz (y compris les symétries d'espace), par la conjugaison complexe (conjugaison de particules) et par la substitution

$$\Psi \to e^{i\alpha} \Psi, \qquad \Phi \to \Phi \tag{10}$$

qui assure la conservation du nombre baryonique.

On traitera les interactions électromagnétiques en faisant, dans le terme

cinématique (7) la substitution

$$\partial_\mu \to \partial_\mu + e A_\mu \delta_Q \tag{11}$$

Q désignant l'opérateur qui engendre le groupe de jauge électromagnétique (sous-groupe du groupe de Clifford).

(*) Séance du 4 avril 1960.
(1) C. CHEVALLEY, *The algebraic theory of spinors*, Columbia University Press, p. 49.
(2) M. GELL-MANN, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 833.
(3) K. NISHIJIMA, *Prog. Theor. Phys.*, 13, 1955, p. 285.
(4) B. D'ESPAGNAT, J. PRENTKI et A. SALAM, *Nucl. Phys.*, 5, 1958, p. 447.
(5) H. UMEZAWA et A. VISCONTI, *Nucl. Phys.* (sous presse).

(*Laboratoire de Relativité, Faculté des Sciences de Marseille.*)

MÉTROLOGIE. — *Amélioration de la précision des pointés longitudinaux.* Note (*) de M. **Jacques Simon**, présentée par M. Armand de Gramont.

La précision des pointés longitudinaux est généralement limitée par le fait que l'on recherche un maximum de netteté, dont la variation est stationnaire par rapport à la mise au point. Nous proposons une méthode basée sur un effet du premier ordre, utilisant l'égalité de contraste des images de deux mires périodiques décalées en profondeur.

Le problème de la précision des pointés longitudinaux se présente de la façon suivante : étant donnés deux points A et B décalés longitudinalement et un objectif dont les performances sont limitées par la diffraction, qu'elle est la plus petite distance $AB = \delta x$ que l'objectif pourra déceler?

Soit Δ l'écart normal au bord de la pupille entre l'onde sphérique centrée en B et la sphère centrée en A, α le demi-angle d'ouverture objet du système considéré; on a, lorsque α est petit :

$$\Delta = \frac{\delta x \alpha^2}{2}.$$

Soient $\Delta = \lambda/N$ où λ est la longueur d'onde utilisée et N un nombre caractérisant la précision de la méthode. Les expériences classiques utilisant le maximum de netteté donnent dans les meilleures conditions une précision correspondant à $N = 16$ [1]. Diverses méthodes [2], [3] ont été proposées pour améliorer cette précision.

Variation du facteur de contraste en fonction de la mise au point. — Considérons un objet périodique (mire de Foucault par exemple) éclairé par de la lumière incohérente; choisissons pour simplifier l'exposé un objectif diaphragmé par une ouverture rectangulaire dont un côté est parallèle aux traits. L'évolution de la fonction de modulation avec défaut de mise au point a été étudiée par H. H. Hopkins [4] et W. H. Steel [5]. Si ω est la fréquence spatiale réduite (telle que ω prenne la valeur unité pour la fréquence de coupure) et si ε mesure le défaut de mise au point, la fonction de modulation s'exprime par la relation

$$M(\omega, \varepsilon) = \begin{cases} \dfrac{\sin \dfrac{4\pi\varepsilon\alpha^2\omega}{\lambda}(1 - |\omega|)}{\dfrac{4\pi\varepsilon\alpha^2\omega}{\lambda}} & \text{si } (|\omega| \leq 1), \\ 0 & \text{si } (|\omega| > 1). \end{cases}$$

La méthode classique de pointé longitudinal consiste à rechercher le maximum de contraste de l'image; dans ces conditions l'observateur se place dans une région où la fonction de modulation est stationnaire et de ce fait l'indétermination est assez grande. Nous suggérons d'améliorer la précision en se plaçant dans des conditions où le facteur de contraste

varie très rapidement et où les propriétés de l'œil soient utilisées au mieux. On trouve que la fréquence optimale est égale à la moitié de la fréquence de coupure; on utilise, d'autre part, l'aptitude de l'œil à apprécier l'égalité du contraste de deux plages voisines. Nous avons réalisé à cet effet le montage suivant : deux mires de Foucault dont la fréquence spatiale est égale à la moitié de la fréquence de coupure sont décalées en profondeur, l'image de la première occupe le demi-champ supérieur de l'objectif et

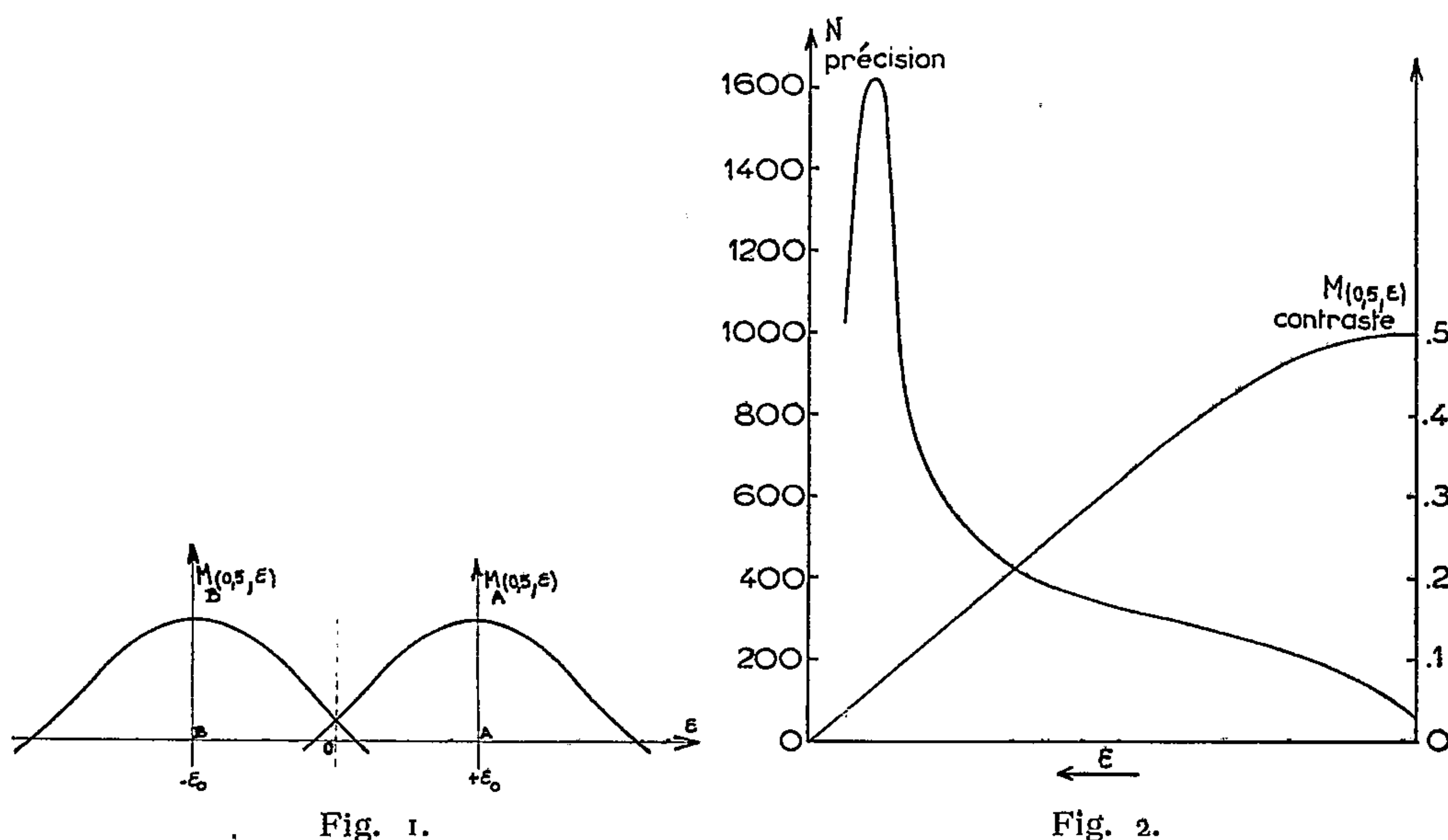


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Évolution du contraste de l'image de deux mires identiques décalées en profondeur.

Fig. 2. — Influence du contraste image sur la précision des pointés. En ordonnées : *à droite*, contraste de l'image; *à gauche*, paramètre N, caractérisant la précision des pointés. En abscisse, défaut de mise au point permettant d'obtenir la variation du contraste image.

l'image de la seconde le demi-champ inférieur; l'axe de la périodicité est parallèle à la ligne de séparation des champs. Si la mise au point est effectuée à mi-distance entre les deux mires, les contrastes des images sont égaux (*fig.* 1) puisque les courbes représentant les fonctions de modulation des deux mires se coupent pour cette mise au point.

Décalons la mise au point d'une petite quantité positive $\delta\varepsilon$; le contraste de l'image de la mire B diminue, celui de la mire A augmente, l'égalité des contrastes est détruite; la méthode est très sensible dans la zone où la pente est maximale, c'est-à-dire au voisinage du zéro de la fonction de modulation.

Il est nécessaire, d'autre part, de faire intervenir les propriétés du récepteur. Nous n'envisagerons que le cas de l'œil; il intervient par deux effets :

a. Le seuil de contraste perceptible dépend du diamètre de la pupille

utilisée et de l'éclairement rétinien; il diminue très rapidement dès que le diamètre pupillaire est inférieur à 0,5 mm [6].

b. Le parcours d'accommodation de l'œil est nuisible à la précision des mesures; son influence peut être réduite en utilisant un instrument d'observation dont la pupille de sortie est suffisamment petite, comme l'ont montré A. Arnulf et M. Françon [7]; ainsi pour obtenir une précision visuelle de pointé chiffrée en écart normal de $\lambda/1\,000$, l'observateur étant autorisé à avoir un parcours d'accommodation de une dioptrie, on doit utiliser une pupille instrumentale inférieure à 0,07 mm. Dans ces conditions l'observation est rendue gênante par la présence des images entoptiques.

Nous avons réalisé un montage expérimental dans lequel les mires objets ont un pas 0,293 mm; elles sont éclairées par une lampe à vapeur de sodium et situées à 7 m d'un objectif de 600 mm de focale; il est diaphragmé par une pupille rectangulaire de 28 mm; l'image obtenue est agrandie à l'aide d'un objectif de microscope ($\times$ 10). La mise au point s'effectue par l'oculaire d'observation; un repère lié à cet oculaire permet de mesurer la précision des pointés.

Précision obtenue. — La précision des pointés, chiffrée en écart normal à la surface d'onde λ/N, a été calculée par la moyenne du module de l'erreur

$$\partial x' = \overline{|x'_i - \overline{x}'_i|}.$$

Cette étude a été faite pour une pupille de sortie de 0,06 mm et pour différentes distances séparant les mires objets.

Nous résumons les résultats sur la figure 2.

Dans les conditions actuelles, l'application de ce principe à la réalisation d'un comparateur, permet d'espérer une précision longitudinale de pointés de 20 Å en utilisant un objectif de microscope d'ouverture numérique 0,8.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) O. Dupuy, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 97.

(2) B. Dossier, P. Jacquinot, A. Marechal et G. Pieuchard, *J. Phys. Rad,*. 12, 1951, p. 142 et A. Marechal, 565-567.

(3) O. Dupuy, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1013.

(4) H. H. Hopkins, *Proc. Roy. Soc.*, A, 231, 1955, p. 91-103.

(5) W. H. Steel, *Optica Acta*, juin 1956, p. 65-74.

(6) A. Arnulf et O. Dupuy, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1057.

(7) A. Arnulf et M. Françon, *Mesures optiques*, 1re partie, 1947, Institut d'Optique théorique et appliquée, Paris.

PHYSIQUE DES PLASMAS. — *Méthode de mesures simultanées du champ magnétique de confinement et de la densité électronique d'un plasma.* Note (*) de MM. **Térenzio Consoli** et **Dimitri Lepechinski**, présentée par M. Francis Perrin.

On utilise d'une part la polarisation rotatoire magnétique dans les plasmas et d'autre part le passage par un maximum de la vitesse de groupe pour établir un système de deux équations entre N_e, B et différents paramètres connus ou mesurables. Cette méthode s'applique dans le cas où les courants circulant dans le plasma modifient uniformément la valeur du champ magnétique sans altérer sa direction.

Dans trois Notes antérieures ([1]), ([2]), ([3]) il a été indiqué deux extensions nouvelles aux plasmas de laboratoire de méthodes utilisées en Optique ou dans l'étude de l'ionosphère.

La présente Note en constitue une prolongation en vue de la mesure du champ magnétique de confinement, dans le cas où les courants circulant dans le plasma modifient uniformément la valeur du champ magnétique sans altérer sa direction. Les hypothèses sont donc les mêmes que dans les Notes citées. On néglige dans l'approximation présentée l'effet des ions, des collisions, de la température. On suppose qu'il n'y a pas de gradient de densité et que le plasma comme son champ magnétique de confinement sont de révolution, la densité N_e et le champ B étant supposés uniformes dans toute la région de propagation.

La méthode est fondée sur l'emploi simultané de deux techniques de mesure qui permettent de déterminer les indices de phase et de groupe d'ondes électromagnétiques planes et transverses se propageant parallèlement au champ magnétique.

Deux faisceaux électromagnétiques bien focalisés par des dispositifs formés de cornets et de lentilles, de fréquences f_1 et f_2, attaquent perpendiculairement la surface de séparation du plasma et du gaz neutre.

Les faisceaux et leurs fréquences, conformément à ce qui a été établi précédemment, satisfont aux conditions suivantes : le faisceau F_1 destiné à des mesures de la densité électronique par la rotation du plan de polarisation est formé d'ondes entretenues polarisées linéairement, de fréquence f_1, telle que $X_1 = (f_1/f_p)^2$ soit situé sur le diagramme de propagation dans les régions I ou II (*fig.* 1).

Le faisceau F_2 destiné à la mesure du maximum de la vitesse de groupe est formé d'impulsions répétées dont le spectre a pour fréquence centrale f_2, inférieure mais voisine de $f_c/4$, telle que $Y_2 = f_c/f_2 \simeq 4$ soit située dans la région II (*fig.* 1).

On utilise donc simultanément les méthodes permettant la mesure de la différence des indices droit et gauche, et de la valeur minimale de l'indice de groupe.

Principe de la mesure. — L'attaque du plasma par les deux dispositifs se fait parallèlement à l'axe de révolution, en deux points situés à la même distance de cet axe. Le champ magnétique et la densité électronique en ces points, sont les mêmes.

Les grandeurs mesurées sont la rotation φ du vecteur électrique du

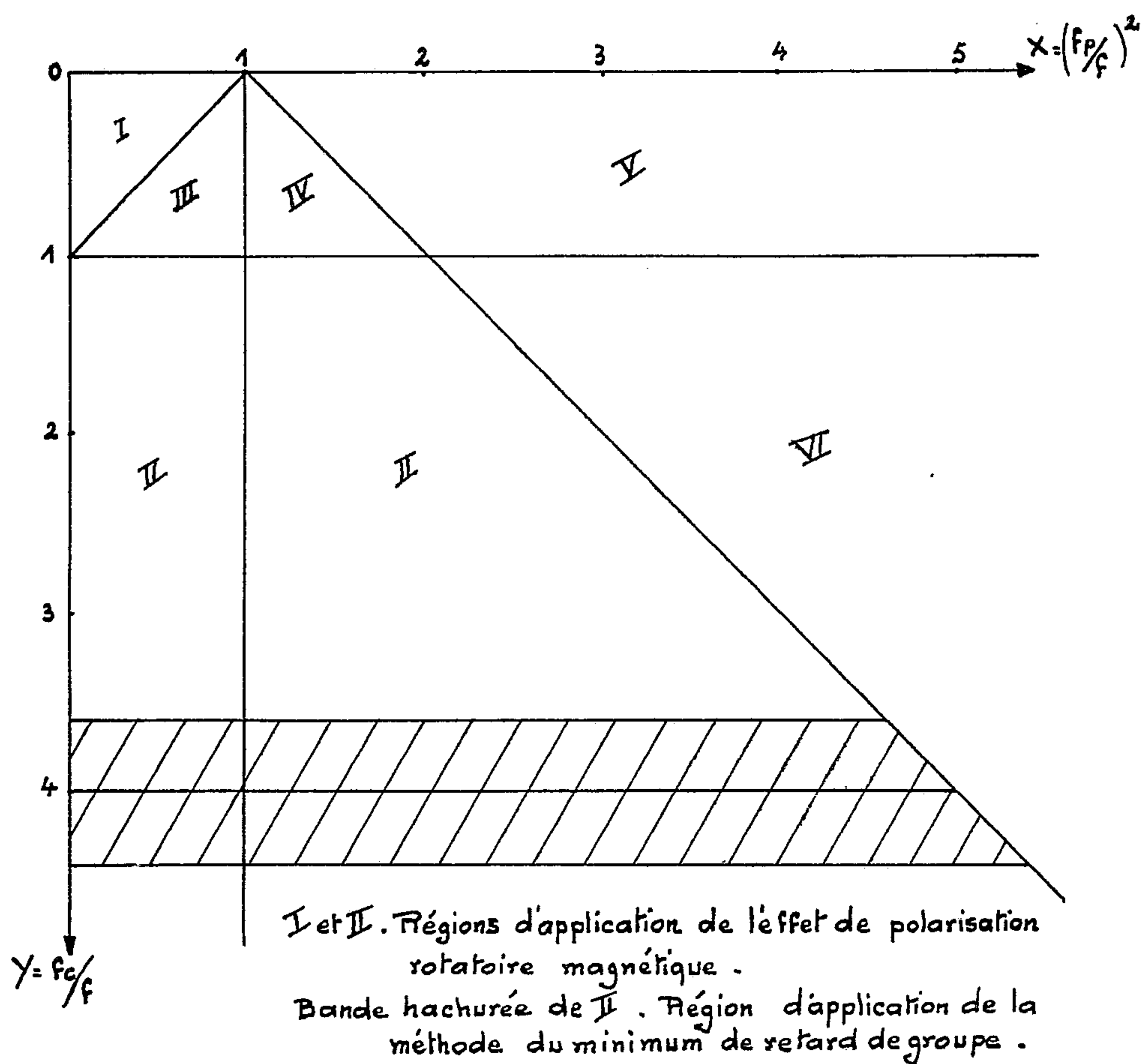


Fig. 1. — Diagramme des régions.

faisceau F_1 et la fréquence f_2, du faisceau F_2 pour laquelle le retard avec lequel se propage l'impulsion est minimale.

On a ainsi le système d'équations suivant :

$$\varphi(\text{t/mn}) = \pi \frac{f_1}{c} l \left\{ \left[1 - \frac{f_p^2}{f_1(f_1+f_c)} \right]^{\frac{1}{2}} - \left[1 - \frac{f_p^2}{f_1(f_1-f_c)} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \qquad [cf. (^1) \text{ et } (^2)],$$

$$f_p^2 = \frac{4(f_c - f_2) f_2^3}{f_c(f_c - 4f_2)} \qquad [cf. (^3)],$$

étant la longueur de la colonne de plasma.

On en déduit f_p et f_c et par suite la densité électronique N_e et le champ magnétique B, le long des tubes de forces passant par les points d'attaque.

Exemple. — Soit une colonne de plasma de densité électronique comprise

entre 10^{12} et 10^{14} e/cm^3, de 1 m de longueur environ, confinée par un champ magnétique de 25 kGs.

On pourra avantageusement utiliser un dispositif à rotation de plan de polarisation, constitué avec des équipements de longueur d'onde de 4 ou 2 mm, et pour le dispositif à minimum de retard de groupe, un dispositif de longueur d'onde de 1,5 cm environ.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) T. Consoli et M. Dagai, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1010.
(2) T. Consoli et M. Dagai, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1223.
(3) T. Consoli et D. Lepechinski, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2694.

(Centre d'Études nucléaires de Saclay, Service de Physique appliquée.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur une méthode viscosimétrique absolue.* Note (*) de MM. **Jean-Claude Armbruster**, **Pierre Azou** et **Paul Bastien**, présentée par M. Albert Portevin.

Au cours de l'étude systématique d'un viscosimètre absolu pour liquides, utilisant les oscillations de torsion d'un creuset cylindrique, il a été mis en évidence la nécessité d'introduire une correction tenant compte de l'existence éventuelle d'un ménisque. Les formules corrigées ont été établies et vérifiées.

Le choix d'une méthode de mesure absolue de la viscosité aux températures élevées est dicté par la simplicité expérimentale et par la rigueur de la théorie mathématique employée. Pour ces deux raisons, nous avons adopté la méthode utilisant les oscillations de torsion d'un creuset cylindrique à fond plat, la surface du liquide pouvant être obturée par un plan horizontal matériel, ou plus simplement laissée libre.

Schvidkovski (1) à (4) et plus récemment Kestin, Newell et Beckwith (5) ainsi que Roscoe (6) ont établi la théorie rigoureuse de cette méthode. Dans le cas où il n'existe pas de surface libre, le premier d'entre eux a vérifié l'exactitude des formules obtenues.

Nous avons construit sur ce principe un viscosimètre absolu *entièrement automatique*. Il peut fonctionner en atmosphère contrôlée sous une pression réglable entre 10^{-4} et 1 500 mm Hg. La température régulée à $\pm$ 0,2° C et enregistrée à $\pm$ 0,5° C peut atteindre 900° C et une extension est prévue jusqu'à 1 600° C. Nous avons procédé à une étude systématique de l'appareil à l'ambiante.

Nos résultats expérimentaux prouvent que pour une surface obturée (par un flotteur plan), les valeurs de viscosité obtenues pour l'eau et le mercure coïncident, aux erreurs expérimentales près, avec les valeurs actuellement admises. Par contre, dans le cas d'une surface libre, les formules proposées conduisent à des erreurs notables, fonctions de la hauteur de remplissage.

Afin d'expliquer cet écart, non signalé à notre connaissance, nous avons repris la théorie. Les auteurs précédemment cités ne tiennent pas compte de l'existence d'un ménisque et considèrent que la hauteur de contact liquide-paroi est la grandeur calculée $H_0 = M/\pi R^2 \rho$, M étant la masse de liquide de masse spécifique ρ, R étant le rayon du creuset. Or nous avons constaté que l'épaisseur de la couche de liquide entraînée par la paroi ne dépasse pas quelques dixièmes de millimètre, si bien que la hauteur effective de contact doit être de la forme $H_0 + h$, h étant une hauteur fictive dont la grandeur et le signe dépendent de la forme du ménisque.

Compte tenu de cette hypothèse, et en gardant les notations et la forme

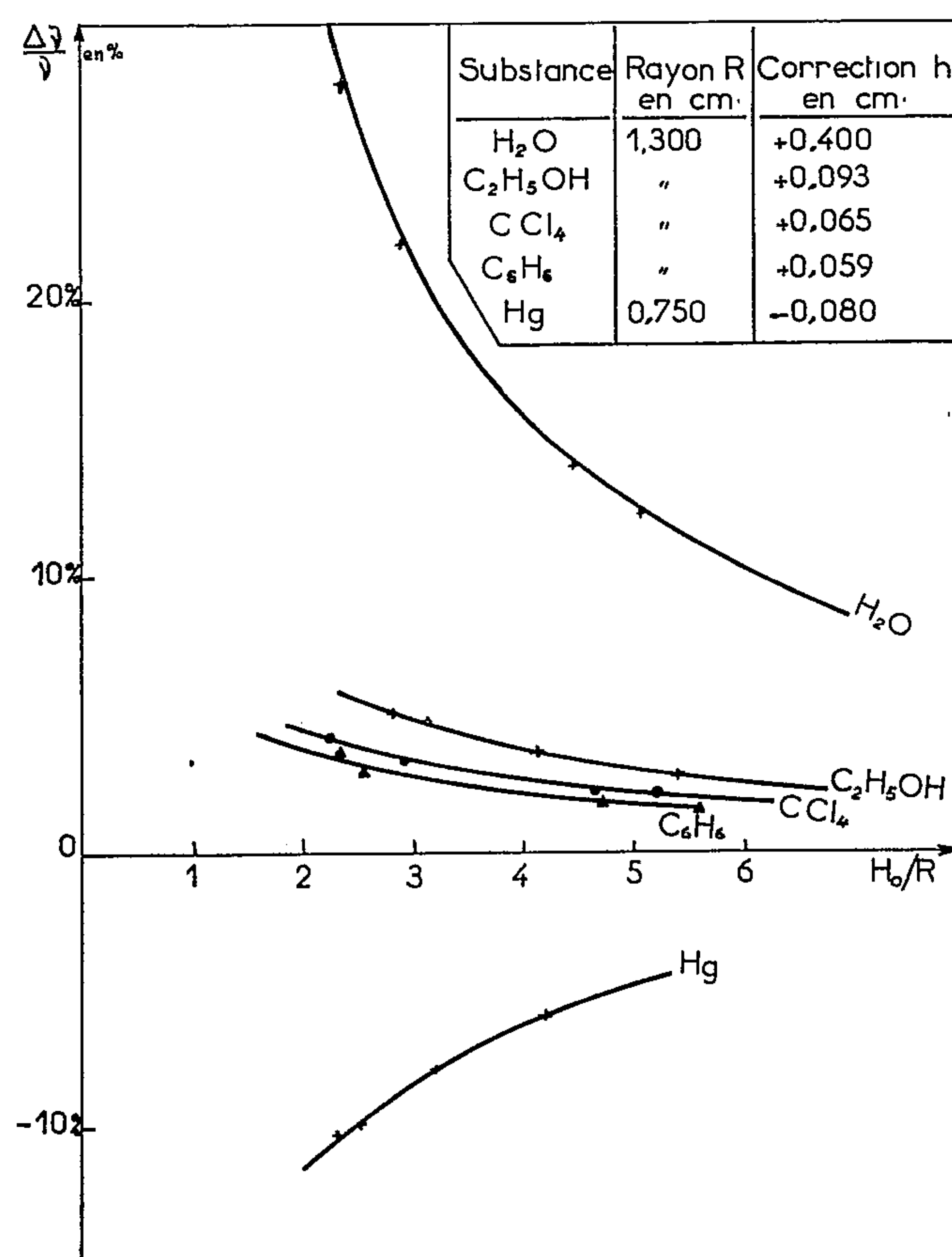
générale d'une formule de Schvidkovski, nous obtenons les nouvelles formules :

$$\text{(I)} \qquad \nu = \frac{1}{\pi}\left[\frac{K}{MR\left(1+\frac{h}{H_0}\right)}\right]^2 \frac{\left(\delta - \frac{\tau}{\tau_0}\delta_0\right)^2}{\tau\sigma^2},$$

avec

$$\text{(II)} \qquad \sigma = A - \frac{3}{2}\left(\frac{\delta}{2\pi}\right) - \frac{3}{8}\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2 + \frac{2nR}{H_0+h}\left[B - C\left(\frac{\delta}{2\pi}\right) - \frac{3}{64}\left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2\right],$$

dans lesquelles ν représente la viscosité cinématique, K le moment d'inertie du système suspendu, M, R et H_0 les grandeurs indiquées ci-dessus, δ et τ



le décrément logarithmique et la pseudo-période des oscillations en présence de liquide, δ_0 et τ_0 les mêmes grandeurs à vide, n le nombre de surfaces horizontales de contact (fond, flotteur ou pellicule superficielle rigide). A, B et C sont des coefficients fonctions du paramètre $y = 2\pi R^2/\tau\nu$, calculés selon une méthode indiquée par Roscoe. Nous utilisons un tableau numérique valable pour $y > 50$ et $H_0 > 2,5$ R et limité à une précision théorique de 0,1 % sur ν. Nous mesurons les grandeurs intervenant dans

la formule à 0,1 % près, ce qui conduit à une précision de 1 % en mesures absolues et de 0,5 % en mesures relatives par suppression de l'erreur sur le rapport K/R.

Nous avons vérifié expérimentalement le bien-fondé de notre hypothèse dans le cas de cinq liquides nettement différents : l'eau, l'alcool éthylique, le tétrachlorure de carbone, le benzène et le mercure. Il apparaît clairement que dans des conditions expérimentales déterminées, la hauteur h est étroitement liée à la forme du ménisque. La figure 1 montre les erreurs auxquelles on est conduit en négligeant h.

Pour connaître la valeur de h, il est indispensable de faire deux mesures à des niveaux différents. Afin d'utiliser simultanément les résultats des deux mesures nous avons établi une autre formule éliminant h en grande partie et faisant intervenir la différence ΔM entre les masses de liquide dans les deux expériences :

$$\text{(III)} \qquad \nu = \frac{1}{\pi}\left(\frac{K}{\Delta M . R}\right)^2 \left[\frac{\delta - \frac{\tau}{\tau_0}\delta_0}{\sqrt{\tau}\,\sigma} - \frac{\delta' - \frac{\tau'}{\tau'_0}\delta'_0}{\sqrt{\tau'}\,\sigma'}\right]^2.$$

Quand on néglige h dans (III) l'erreur reste très inférieure à 0,5 %. Ceci permet d'obtenir une valeur suffisamment approchée de h en rapprochant les résultats de (III) et de (I).

Cette formule (III) est d'un grand intérêt car elle permet d'éliminer l'influence de tout phénomène inconnu et reproductible se produisant aux extrémités d'une colonne de liquide de hauteur $H > 2,5$ R. Elle s'applique probablement à un creuset cylindrique à fond hémisphérique. Elle justifie pleinement la mesure absolue de la viscosité d'un liquide recouvert d'un autre liquide non miscible. Nous avons effectivement vérifié ce fait pour du mercure sous une couche d'eau. Il sera donc possible d'étudier la viscosité des métaux fondus recouverts par un liquide protecteur.

L'observation des oscillations de torsion d'un creuset cylindrique convient bien aux mesures absolues aux températures élevées, mais la correction h ne pouvant être calculée, il est indispensable d'opérer à deux niveaux différents. Ceci reste en principe valable pour un viscosimètre relatif fonctionnant à niveau constant; il peut cependant conduire à des erreurs systématiques notables si le liquide étudié a une tension superficielle différente de celle des liquides d'étalonnage.

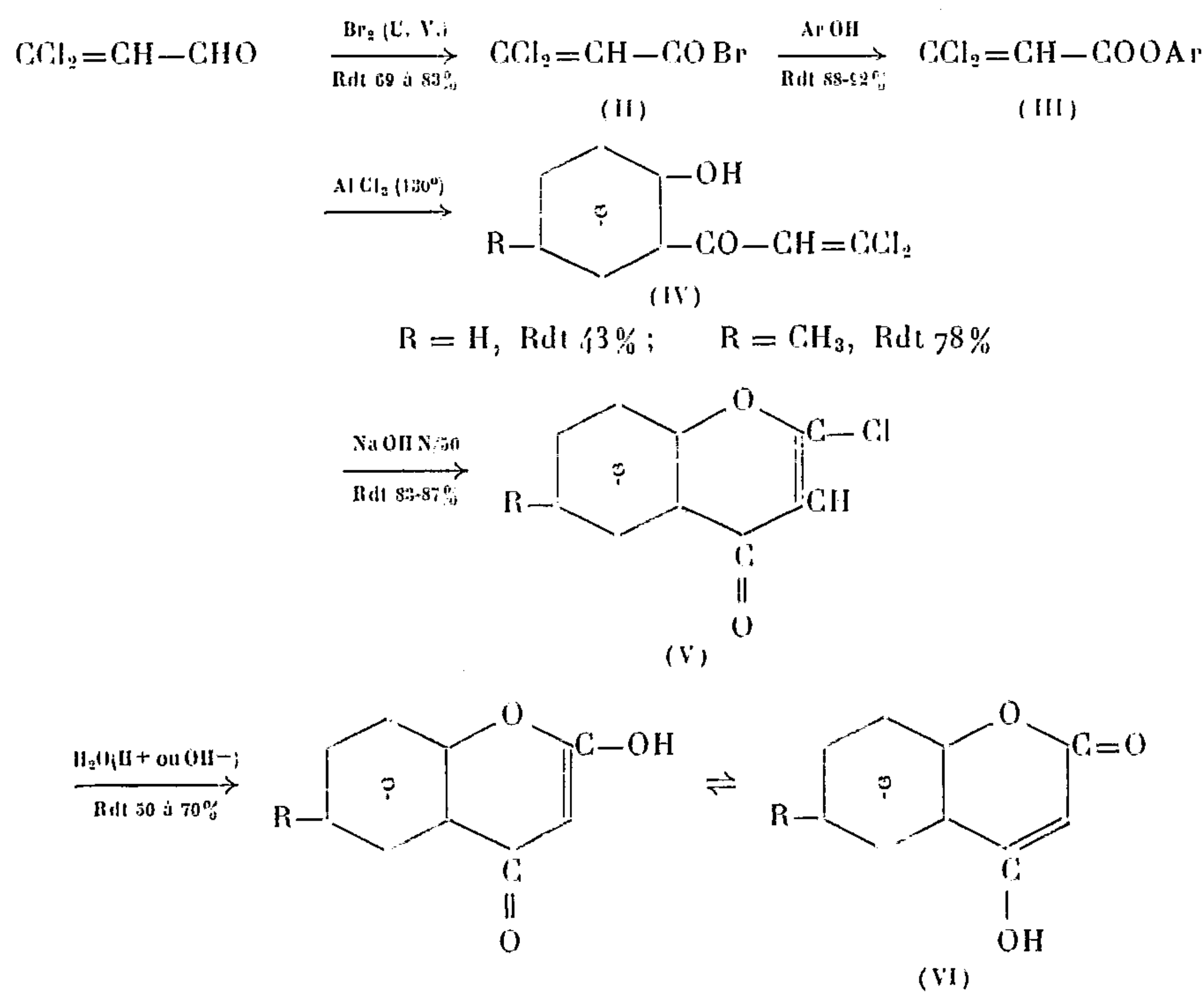
(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) E. G. Schvidkovski, *Ytch. Zap. Mosk. Univ.*, 74, 1944, p. 135.
(2) E. G. Schvidkovski, *Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R.*, 2, 1944.
(3) E. G. Schvidkovski, *Vest. Mosk. Univ.*, nº 12, 1950.
(4) A. M. Butov, L. S. Priss et E. G. Schvidkovski, *Zhn. T. Fiz.*, 21, nº 11, 1951.
(5) J. Kestin, G. F. Newell et D. A. Beckwith, *Z. angew. Math. Phys. Suisse*, 8, nº 6, 1957, p. 431-465.
(6) R. Roscoe, *Proc. Phys. Soc.*, G.B., 72, 1958, part IV, p. 576-584.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse des chloro-2 chromones, nouvelle voie d'accès aux hydroxy-4 coumarines.* Note (*) de Mme **Marcelle Levas** et M. **Émile Levas**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'action de la soude très diluée sur les *o*-hydroxycétones préparées par transposition de Friess des dichloracrylates d'aryle conduit avec de bons rendements aux chloro-2 chromones, encore inconnues. L'hydrolyse de ces composés constitue une nouvelle méthode de préparation des hydroxy-4 coumarines.

Les chromones dont l'hétérocycle est halogéné sont encore peu connues. A notre connaissance, seuls des dérivés bromés en position 3 ont été décrits ([1]). Nous avons pu préparer avec de bons rendements, à partir du bromure de dichloracrylyle (II) dont nous avons antérieurement décrit la préparation ([2]), deux chloro-2 chromones (V avec R = H et CH_3). Cette méthode, dont nous étudions actuellement la généralisation, consiste à cycliser par la soude très diluée les *o*-hydroxycétones (IV). L'étude des chloro-2 chromones obtenues nous a montré que leur hydrolyse constituait une méthode intéressante de préparation des hydroxy-4 coumarines (VI).



1. Transposition de Friess. — Elle se fait sans cyclisation, comme le prouve la réduction possible en méthyl-4 *n*-propyl-2 phénol de la cétone (IV; R = CH_3) par la méthode de Clemmensen. La transposition du dichloracrylate de phényle mène à un mélange d'isomères ortho et para qu'on peut séparer en épuisant le mélange dans un appareil de Soxhlet

par de l'éther de pétrole qui dissout l'isomère ortho et très peu d'isomère para (Rdt en produits purifiés : ortho, 43 %; para, 38 %).

2. Cyclisation par la soude. — Elle nécessita une étude systématique, la nature des produits obtenus dépendant en effet de la concentration de la soude utilisée. Pour obtenir avec de bons rendements les chlorochromones, il est indispensable d'utiliser une soude de concentration inférieure à N/10; il y a dissolution de l'hydroxycétone avec formation d'un phénate, puis précipitation au bout de quelques minutes de la chlorochromone qui est d'autant plus pure que la soude est plus diluée. Le mode opératoire suivant permet d'obtenir une concentration en soude du milieu inférieure à N/50 tout en évitant une dilution excessive qui occasionnerait des pertes par solubilisation partielle.

A une suspension fortement agitée de 0,046 mol d'*o*-hydroxycétone finement pulvérisée dans 500 ml d'eau, on ajoute par fractions de 10 ml, à 15 mn d'intervalle, 50 ml de soude N (0,05 mol). Après filtration et séchage, on élimine la petite quantité d'hydroxycétone inattaquée par un traitement à l'éther de pétrole puis recristallise la chlorochromone obtenue dans l'heptane.

Nous étudions actuellement les produits obtenus par action de la soude relativement concentrée.

3. Propriétés des chlorochromones. Hydrolyse en hydroxycoumarines. — Les chlorochromones sont des solides cristallisés incolores dont la solution dans CCl_4 peut être précipitée par HCl et HBr avec formation de sels peu stables : les chlorhydrates se décomposent très rapidement à la température ordinaire, les bromhydrates perdent HBr dès 50-60°.

Leur hydrogénation en présence de nickel de Raney (bien débarrassé de toute trace de soude) confirme leur structure : elle s'accompagne d'une halogénolyse et conduit aux chromanones-4 correspondantes caractérisées par leurs oximes et leur transformation en méthyl-4 chromanol-4.

L'hydrolyse peut être effectuée en milieu acide (ébullition avec une solution chlorhydrique) ou basique (dissolution dans une solution chaude de soude N qui se colore en rouge puis précipitation par acidification).

Caractéristiques des produits obtenus. — Le détail de ces recherches sera publié dans un autre recueil.

a. Dichloracrylate d'aryles : $CCl_2{=}CH{-}COOC_6H_5$: $É_{12}$ 136-136°,5; $CCl_2{=}CH{-}COOC_6H_4{-}CH_3$ (para) : $É_5$ 128°, $É_{12}$ 150-151°,5.

b. Hydroxycétones : $OH{-}C_6H_4{-}CO{-}CH{=}CCl_2$, isomère ortho : solide jaune vif, F (HCOOH) 55-56°, $É_5$ 132-134°; isomère para, solide légèrement jaunâtre F (CCl_4) 109-110°.

$OH{-}C_6H_3\langle^{CO-CH=CCl_2\,(2)}_{CH_3\,(4)}$, solide jaune F (HCOOH ou alcool) 92-93° $É_5$ 142-144°. Sa réduction par la méthode de Clemmensen donne le méthyl-4 *n*-propyl-2 phénol identique au phénol obtenu par réduction du méthyl-4

propionyl-2 phénol : $É_9$ 105-106°, phényluréthanne F 100-102°, acide aryloxyacétique F 113-114°.

c. Chlorochromones : chloro-2 chromone : cristaux incolores F 110-111°; elle donne par hydrogénation catalytique la chromanone-4, $É_{13}$ 128,5-130°, F 38-39°, oxime F 139-140°.

Chloro-2 méthyl-6 chromone : cristaux incolores F 120-122°; méthyl-6 chromanone 4, F 32-33°, oxime F 86-87°; diméthyl-4.6 chromanol-4 (par action de CH_3MgI) F 115-116°.

d. Hydroxycoumarines : hydroxy-4 coumarine : solide blanc F 214-215°, acétate F 109,5-110°,5.

Méthyl-6 hydroxy-4 coumarine : solide blanc F 258-260°; son acétate (méthyl-6 acétoxy-4 coumarine) préparé par acétylation à 0° existe sous deux formes allotropiques qui fondent à 113-114° et 116-117° et non à 149° ([3]). Un dérivé F 147-148° (non saponifiable comme le précédent par la soude) a pu être effectivement préparé par action du chlorure d'acétyle en milieu pyridinique *à chaud* ainsi que par transposition de l'acétate sous l'influence de la pyridine : il s'agit donc, par analogie avec les travaux de Eisenhauer et Link ([4]), de la méthyl-6 acétyl-3 hydroxy-4 coumarine.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) COLONGE et GUYOT, *Bull. Soc. Chim.*, 1958, p. 329.
([2]) M. et E. LEVAS, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 61; *Bull. Soc. Chim.*, 1959, p. 1800.
([3]) GARDEN, HAYES et THOMSON, *J. Chem. Soc. London*, 1956, p. 3318.
([4]) EISENHAUER et LINK, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2044.

(Faculté des Sciences de Rennes.)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude cytologique du parasitisme de* Sphærotheca pannosa (*Wallr.*) *Lév. var.* rosæ *sur les folioles de* Rosa pouzini *Tratt.* Note (*) de M. **Leonardo Caporali**, présentée par M. Lucien Plantefol.

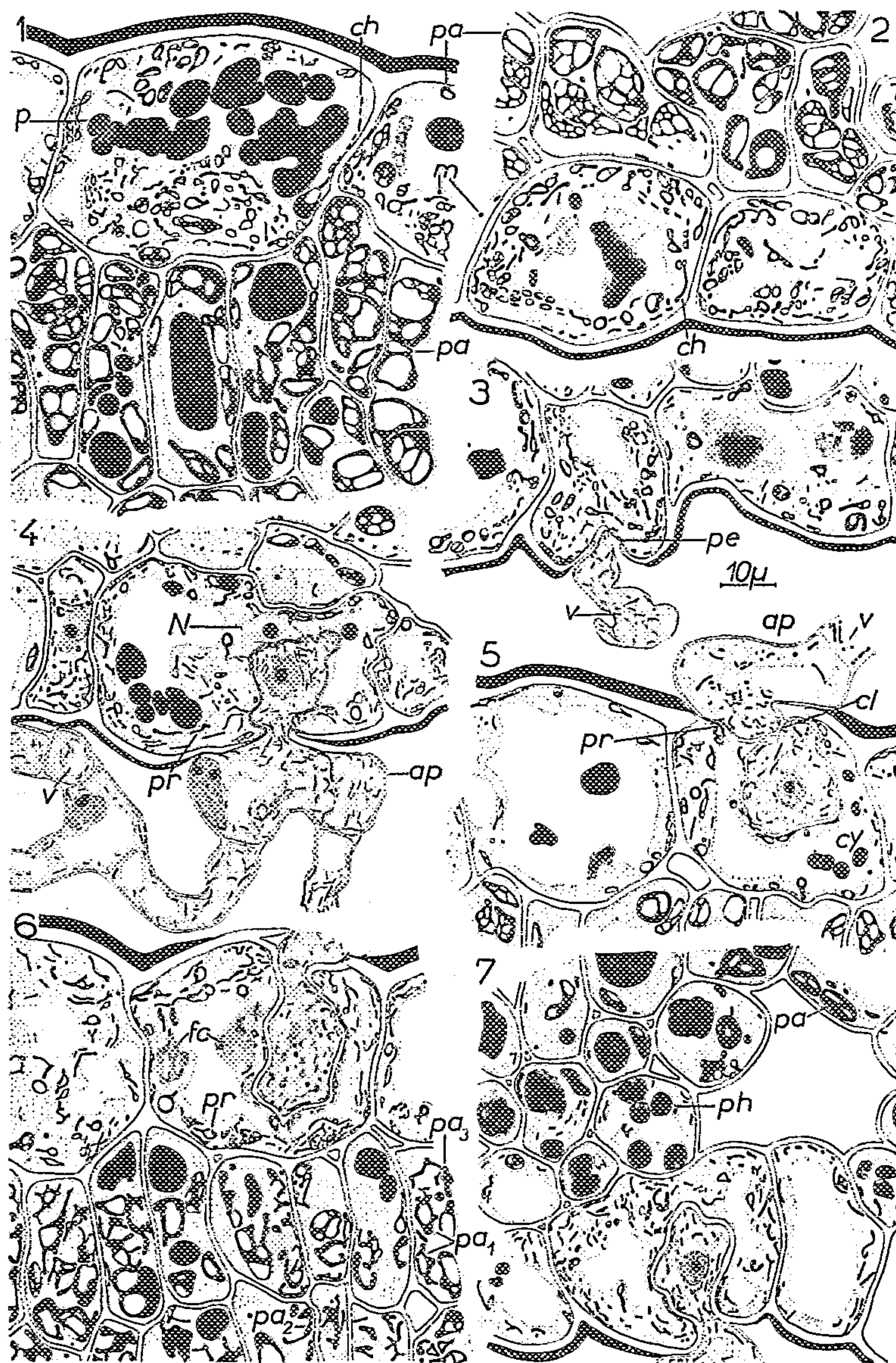
Dans les cellules épidermiques de *Rosa pouzini* Tratt., envahies par les suçoirs de *Sphærotheca pannosa* (Wallr.) Lév. var. *rosæ*, les plastes régressent et perdent leur contenu amylifère. Une forte diminution d'amidon se manifeste aussi dans les cellules du mésophylle sous-jacent. La structure cytologique du parasite est décrite.

Nous avons précédemment décrit [1] les modifications de la membrane des cellules épidermiques de *Rosa pouzini* Tratt. attaquées par *Sphærotheca pannosa* (Wallr.) Lév. var. *rosæ*. Nous préciserons ici la structure cytologique des folioles parasitées et celle du parasite.

Dans des folioles saines, les cellules de l'épiderme supérieur, de 50 μ de longueur et de 40 μ de largeur environ, possèdent une ou deux grandes vacuoles centrales, encombrées de globules jaunes précipités par le bichromate de potassium et dont la nature est vraisemblablement polyphénolique (*fig.* 1, *p*). Le cytoplasme, appliqué contre la membrane, montre des mitochondries ponctiformes (*fig.* 1, *m*), des chondriosomes courts ou filamenteux (*fig.* 1, *ch*) et de petits plastes ovoïdes ou allongés, pourvus, à l'heure de la fixation (15 h), d'une ou de plusieurs vésicules amylifères vivement colorées en violet par le réactif de Lugol (*fig.* 1, *pa*). Les cellules de l'épiderme inférieur de taille plus irrégulière (*fig.* 2) ont une structure cytologique à peu près identique, mais les précipités intravacuolaires sont moins abondants. Les cellules du parenchyme palissadique (*fig.* 1) et surtout celles du parenchyme lacuneux (*fig.* 2) possèdent de gros plastes. Leur diamètre atteint parfois 12 μ; ils sont pourvus de plusieurs grosses vésicules amylifères.

Dès la formation du suçoir, les plastes de la cellule envahie régressent graduellement; leurs vésicules amylifères, considérées également l'après-midi à 15 h, se réduisent puis disparaissent (*fig.* 4, 5 et 6, *pr*). Dans les cellules épidermiques, pourvues d'un suçoir âgé déjà recouvert d'une épaisse membrane pectique, le cytoplasme retient çà et là l'hématoxyline, puis montre les premières figures de dégénérescence (*fig.* 6, *fd*).

Dans des folioles très parasitées des modifications cytologiques se produisent aussi dans le mésophylle. Les figures 6 et 7 montrent respectivement, dans le parenchyme palissadique et dans le parenchyme lacuneux, des phases caractéristiques de cette régression plastidale. La substance élaboratrice du plaste se rassemble, en s'ouvrant sur un côté de l'enclave amylacée, elle-même de moins en moins colorable au Lugol (*fig.* 6, *pa* 1, *pa* 2). La condensation plastidale s'accentue encore et des éléments trapus et courts apparaissent (*fig.* 6, *pa* 3). Parfois, cependant, nous avons observé,



Tissus de folioles de *Rosa pouzini* Tratt. saines ou parasitées par *Sphærotheca pannosa* (Wallr.) Lév. var. *rosæ*. Regaud-hématoxyline; épaisseur : 5 µ.

Fig. 1. — Épiderme supérieur et parenchyme palissadique d'une foliole saine; *p*, précipités intravacuolaires polyphénoliques; *m*, mitochondries; *ch*, chondriocontes; *pa*, plastes amylifères.

Fig. 2. — Épiderme inférieur et parenchyme lacuneux d'une foliole saine; mêmes légendes que la figure 1.

Fig. 3. — Aspect cytologique de l'hyphe de pénétration produit à l'extrémité de l'appressorium; *pe*, pellicule ectoplasmique.

Fig. 4. — Épiderme inférieur; aspect cytologique du parasite au niveau de l'appressorium *ap* et du jeune suçoir. *mp*, membrane pectique recouvrant le suçoir; *N*, noyau de la cellule-hôte.

Fig. 5. — Cellule de l'épiderme supérieur avec quelques plastes régressés, *pr*. Suçoir entouré de la membrane pectique épaissie; *cy*, cytoplasme pariétal de la cellule-hôte; *v*, vacuole du champignon; *cl*, cloison séparant le suçoir de l'appressorium.

Fig. 6. — Cellule de l'épiderme supérieur avec un suçoir âgé dont le cytoplasme est partiellement coagulé. Régression des plastes du parenchyme palissadique (voir texte).

Fig. 7. — Cellules de l'épiderme inférieur et du parenchyme lacuneux; aspect cytologique d'un suçoir âgé; régression plastidale caractéristique (voir texte).

surtout dans le parenchyme lacuneux, une digestion du contenu amylifère des vésicules qui deviennent plus petites (*fig.* 7, *pa*) tandis que la substance fondamentale s'épaissit et peut facilement constituer un plaste plein homogène (*fig.* 7, *ph*).

Le champignon, exophyte, forme un dense réseau mycélien sur les deux épidermes. Il est constitué de cellules uninucléées, renfermant de nombreuses petites vacuoles globuleuses ou allongées (*fig.* 3, 4 et 5, *v*), des mitochondries et des chondriosomes courts ou filamenteux. Le chondriome est particulièrement abondant à l'intérieur des appressoriums, notamment autour du point de pénétration (*fig.* 4 et 5). L'hyphe de pénétration (*fig.* 3) est aussi très riche en chondriosomes et son cytoplasme renferme de nombreuses vacuoles encore plus petites que dans les autres régions du mycélium. Lorsque l'hyphe de pénétration traverse l'orifice de lyse, une très fine paroi externe l'entoure et parvient au contact de la pellicule ectoplasmique (*fig.* 3, *pe*). Le suçoir, généralement séparé de l'appressorium par une cloison (*fig.* 5, *cl*), est une cellule indépendante. Il est fourni d'un noyau central, sphérique ou ovoïde, d'un cytoplasme qui retient légèrement l'hématoxyline et qui renferme de nombreuses petites vacuoles et un chondriome très abondant formé d'éléments courts ou allongés. Ce suçoir est au contact du cytoplasme de la cellule-hôte limité par la pellicule ectoplasmique qui, dans nos préparations cytologiques fixées au mélange de Regaud, est difficilement discernable. Lorsque la cellule-hôte dégénère, le suçoir fait de même. Dans son cytoplasme, des corpuscules sombres, globuleux ou étoilés apparaissent, tandis que le chondriome perd sa netteté (*fig.* 6).

Le parasitisme de *Sphærotheca pannosa* produit donc, dans les cellules de la plante-hôte, des processus de régressions structurales, processus très tôt suivis par une sénescence de tous les éléments cellulaires.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) L. Caporali, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2415.

(*Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Évolution de l'α-galactosidase (mélibiase) au cours de la germination, à l'obscurité, de* Phaseolus vulgaris. Note (*) de Mme DENISE LECHEVALLIER, présentée par M. Raoul Combes.

L'activité de l'α-galactosidase a été déterminée séparément dans les cotylédons et dans l'axe de la plantule à différents stades de la germination à l'obscurité. Dans les cotylédons l'activité, faible dans les graines non germées, s'accroît jusqu'à un stade très avancé de la germination. Dans l'axe de la plantule l'activité, forte dans les tissus de l'embryon non germé, diminue au cours de la germination.

De nombreuses semences contiennent comme substance de réserve glucidique, du stachyose (tétraholoside : α-galactose, α-galactose, α-glucose, β-fructose) et du raffinose (triholoside : α-galactose, -αglucose, β-fructose) ([1]). Ces glucides sont utilisés dès les premiers jours de la germination ([2]), ([3]). Au cours de leur utilisation, des analyses chromatographiques ont montré que ces glucides ne sont pas transformés, par perte d'une molécule de fructose, en holoside plus simples : respectivement en manninotriose et en mébibiose. Dès lors, on peut se demander si l'hydrolyse de ces substances ne commence pas par l'autre extrémité de la molécule, c'est-à-dire par séparation du galactose, sous l'intervention d'une α-galactosidase.

Dans ces conditions, nous avons pensé qu'il serait intéressant de suivre l'activité de l'α-galactosidase (mélibiase) au cours de la germination de semences contenant du stachyose et du raffinose.

Cette enzyme détache le galactose de tout les α-D-galactosides renfermant de l'α-galactose à fonction alcool primaire non substituée ([4]).

Dans notre travail, nous nous sommes attaché à suivre l'activité de cette enzyme dans les cotylédons et dans l'axe de la plantule des graines de *Phaseolus vulgaris* (variété « Deuil fin précoce », Vilmorin), au cours de la germination à l'obscurité, à la température de 22° en présence d'eau distillée.

Nous nous sommes inspiré de la technique décrite par Hestrin, Feingold, et Schramm ([5]).

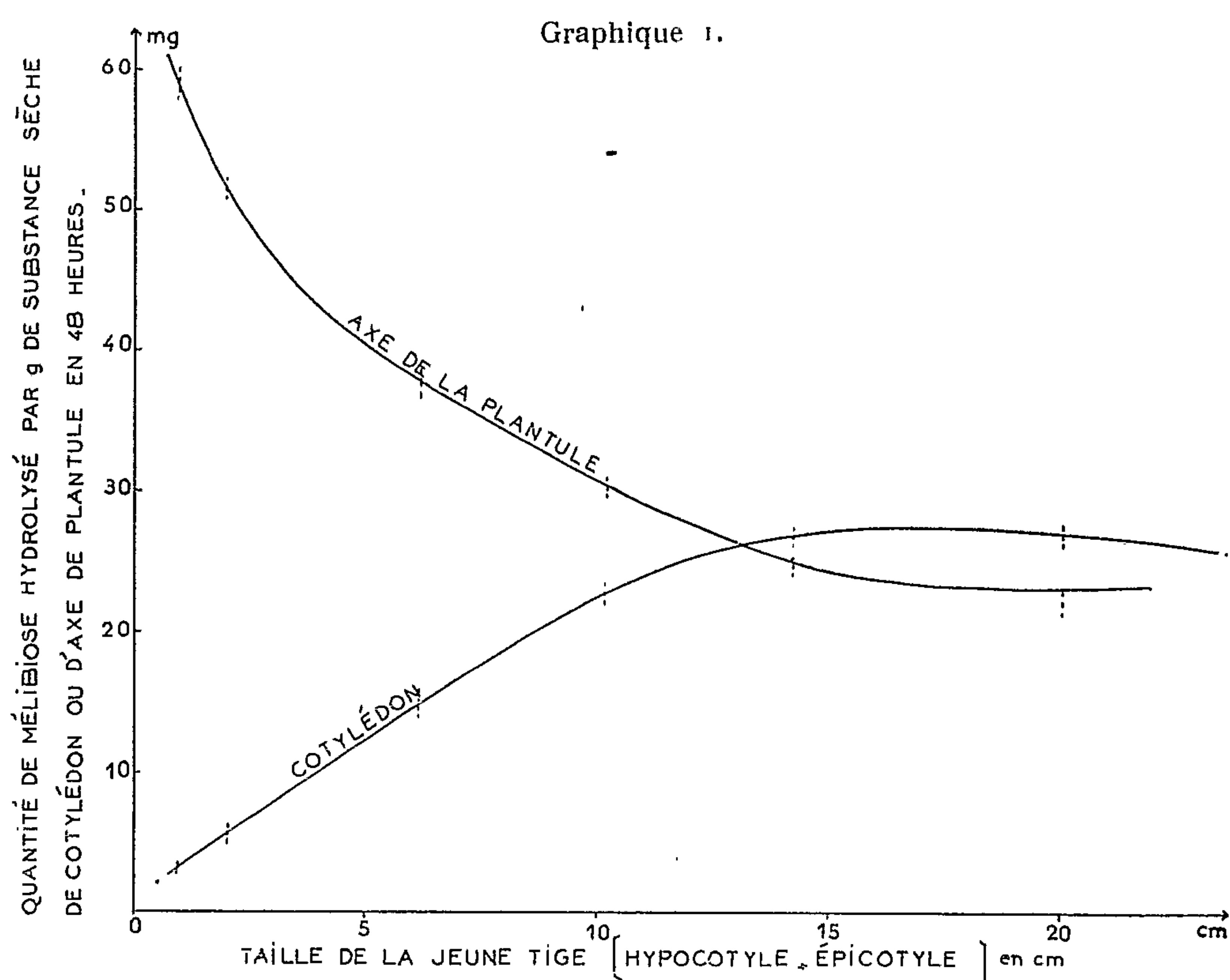
Le matériel végétal frais, cotylédons, d'une part, et parties axiales, d'autre part, est broyé finement et rapidement dans une solution de tampon acétate à un pH 4,7 (pH d'action optimum de la galactosidase des semences de *Phaseolus*). Une quantité aliquote de broyat est mise en contact avec une solution de mélibiose et agitée dans un bain-marie à 37°. Parallèlement, un témoin (broyat seul) est placé dans les mêmes conditions. Après 48 h de contact, les liquides sont déféqués, centrifugés et filtrés. On évalue ensuite la quantité de sucres réducteurs dans les deux solutions selon la méthode de Nelson ([6]).

L'activité de l'α-galactosidase est ainsi évaluée, en calculant la quantité de mélibiose hydrolysé dans un temps donné.

Le graphique 1 montre les variations de l'activité de l'α-galactosidase

calculée pour 1 g de matière végétale sèche; d'une façon générale, cette activité est plus forte dans les axes que dans les cotylédons.

Dès le début de la germination, dans les axes, l'activité de l'enzyme décroît sensiblement et ceci jusqu'à un stade très avancé (tige de 15 cm). Au-delà, il n'y a plus de variation notable. Dans les cotylédons, au contraire, l'activité croît régulièrement du premier jour de la germination jusqu'à un stade correspondant à des plantules très étiolées (15 cm); elle demeure

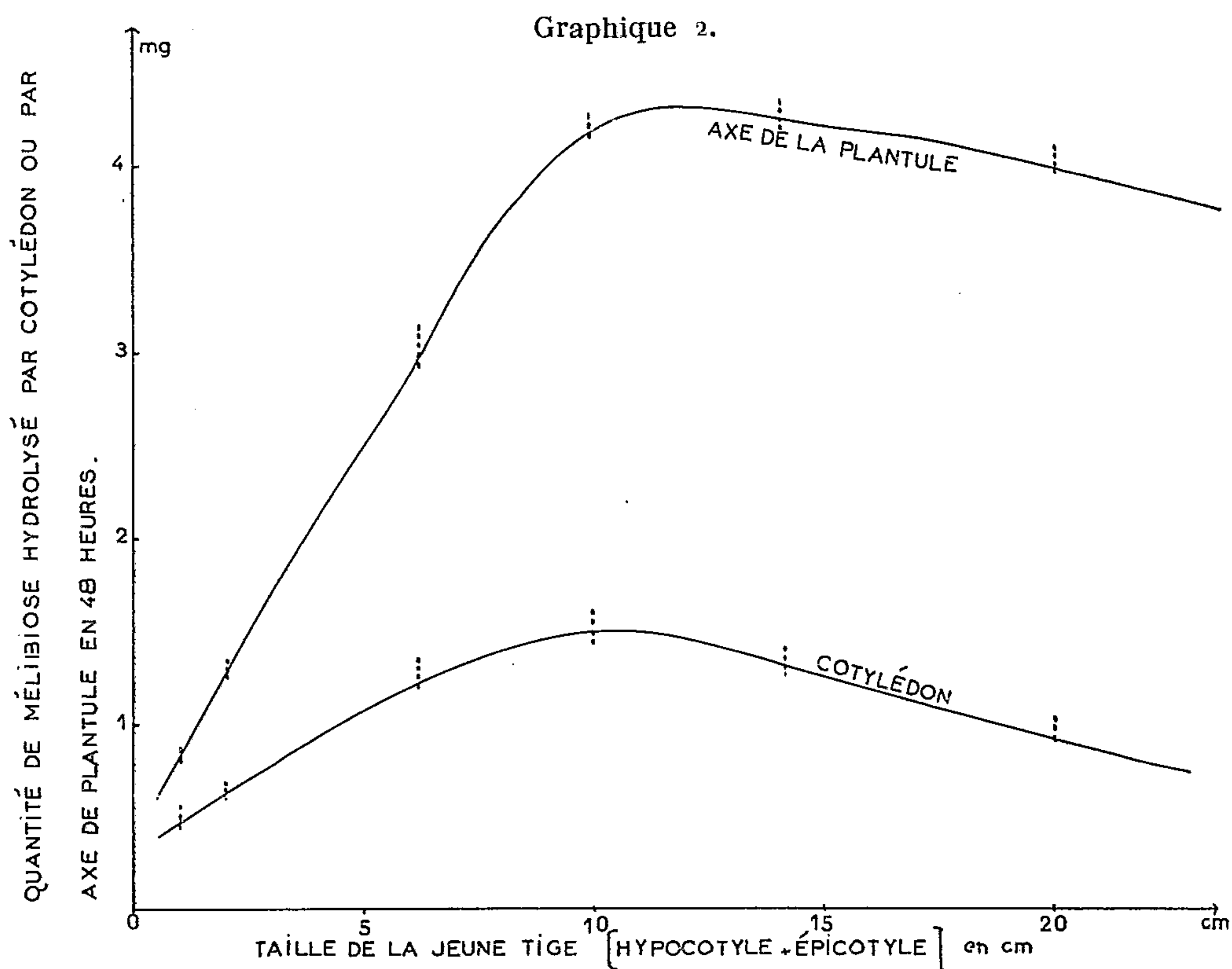


ensuite stationnaire. On remarquera de plus qu'à ce stade, l'activité de l'enzyme est sensiblement égale dans les parties axiales et dans les cotylédons. Si l'on traduit, maintenant, les résultats en activité enzymatique donnée par un axe ou par un cotylédon (graphique 2), on voit qu'au cours de la croissance de l'axe, il y a d'abord enrichissement en galactosidase active dans ces organes, jusqu'à un stade relativement avancé (10 cm) puis au-delà de ce stade, diminution de l'activité. Dans un cotylédon, le début de la germination s'accompagne également d'un accroissement de la quantité d'enzyme active puis, comme pour les parties axiales, à partir de 10 cm, la teneur en diastase diminue.

En conclusion, dans les tous premiers stades de la germination, les cotylédons montrent une concentration en enzyme active réduite qui va ensuite en s'accroissant. Cet accroissement se poursuit jusqu'à un stade avancé de la germination à l'obscurité (longueur de l'axe : 10 cm). Dans la partie

axiale de l'embryon, qui représente une fraction très faible de la masse totale de la graine non germée, on observe une forte concentration en galactosidase active au début de la germination mais qui ira très rapidement en décroissant. On notera que les cotylédons présentent une activité maximale à un stade de germination où la quasi totalité du stachyose et

Graphique 2.



du raffinose a disparu puisque ces holosides sont utilisés dès les premiers jours de la germination. Ces quelques résultats nous donnent à penser qu'il n'existe pas de rapport étroit entre l'activité de l'α-galactosidase (mélibiase) et la quantité d'holosides à galactose, présents.

Des expériences analogues, actuellement en cours, entreprises sur des graines dépourvues de ces holosides à galactose, semblent devoir confirmer cette hypothèse.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) R. Duperon, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1817.
(2) R. Duperon, *Rev. Gen. Bot. Fr.*, 61, 1954, p. 261-285.
(3) Hasegawa, Takayama et Shiroya, *Kagaku* (Science), 21, 1951, p. 593-594.
(4) J. E. Courtois, A. Wicström, P. Le Dizet, *Bull. Soc. Chem. Biol.*, 1956, 38, p. 351.
(5) S. Hestrin, D. S. Feingold et M. Schramm, *Methods in Enzymology*, 1, p. 249-251.
(6) N. Nelson, *J. Biol. Chem.*, 153, 1944, p. 375.

La séance est levée à 15 h 25 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1960.

(*Suite et fin.*)

Climat et températures du globe terrestre, traduit de l'Allemand par l'Atelier de construction d'Issy-les-Moulineaux, Service de Documentation; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Lietuvos T. S. R. mokslu akademijos centrine biblioteka (Bibliothèque centrale de l'Académie des sciences de Lithuanie). Valmius (Vilno), 1959; 1 vol. 17 cm.

Institut mathématique V. A. Steklov de l'Académie des sciences de l'U. R. S. S. Institut mathématique A. M. Razmadse de l'Académie des sciences de Géorgie. Université d'État de Tiflis I. V. Staline. II. *Vsesorouznaja topologitcheskaja* Konferencija. Tbilisi 5-10 oktjabrja 1959. *Tezicy dokladov* (2e conférence topologique panunioniste. Exposé des Comptes rendus). Tbilisi, 1959; 1 vol. 21,5 cm.

Académie des sciences de Lithuanie. Commission d'histoire des sciences naturelles et de technique. III. *Mejrespublikanskaja Konferencija po voprosam istorii estestvoznanija i tekniki v pribaltike. Tezisy dokladov* (3e conférence interrépubliques sur des questions d'histoire des sciences naturelles et de technique sur les rives de la Baltique. Exposé des comptes rendus). Vilnius, 1959; 1 vol. 20,5 cm.

Madjelis ilmu pengetahuan indonesia. *Bulletin*. I. *Directory of scientific institution in Indonesia*. Djakarta, 1959; 1 fasc. 24 cm.

Auguste Béhal 1859-1941, par Maurice-Marie Janot, in *Compte rendu de la séance publique annuelle de l'Académie de pharmacie*, 7 janvier 1959. Lons-Le-Saunier, Maurice Declume, 1959; 1 fasc. 24 cm.

Proceedings of the second Japan congress on testing materials. Kyoto, The Japan Society for testing materials, 1959; 1 fasc. 28 cm.

The physico-chemical constants of binary systems in concentrated solutions. Vol. 3. *Systems with metallic compounds*, by Jean Timmermans. New York, London, Interscience publishers, 1960; 1 vol. 24 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 25 AVRIL 1960.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

L'Académie est informée du XXXIIe CONGRÈS INTERNATIONAL DE CHIMIE INDUSTRIELLE, qui se tiendra à Barcelone, du 23 au 30 octobre 1960.

M. HENRI VILLAT s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de présenter à l'Académie un volume : *Les Transformations de Mellin et de Hankel*, de M. SERGE COLOMBO, édité par le Centre National de la Recherche Scientifique. Ce volume fait partie de la collection de Monographies créée par le C. N. R. S. en vue des applications des Mathématiques à la Physique mathématique dans le cadre du Centre d'études mathématiques en vue des applications dirigé par M. LOUIS DE BROGLIE à l'Institut Henri Poincaré.

Le travail en question répond entièrement à son objet, qui est de faciliter aux chercheurs l'usage des transformations (qui deviennent actuellement de plus en plus nombreuses et utiles), grâce auxquelles les problèmes se transposent d'une théorie à l'autre, et interpénètrent leurs résultats. Il n'est que de penser aux services déjà rendus par le Traité de M. GÉRARD PETIAU sur les fonctions de Bessel, pour être convaincu des services éminents que peut rendre un ouvrage de cette nature.

On connaît déjà suffisamment les travaux antérieurs de M. S. COLOMBO, pour être assuré que le présent Travail ne le cède en rien à ses devanciers sous le rapport de la clarté et de la précision. Avec raison, les points de détail par trop particuliers ont été écartés de l'exposé, tout en donnant au Lecteur toute facilité pour retrouver en lieu connu les précisions qui pourraient sembler utiles. De plus, de nombreux exemples d'applications importantes sont donnés, se rattachant aux problèmes les plus récents de la Physique mathématique moderne.

Ce volume rencontrera certainement une large audience chez tous ceux des Mathématiciens qui pensent qu'à l'heure actuelle les questions

les plus essentielles sont celles qui se rattachent à la réalité physique, bien plutôt qu'à la seule abstraction pure.

M. le Secrétaire perpétuel signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Pascal Ribéreau-Gayon. *Recherches sur les anthocyannes des végétaux. Application au genre* Vitis. (Thèse, Paris).

2° Institut national de la statistique et des études économiques pour la Métropole et la France d'Outre-mer. *Annuaire statistique de la Réunion.* 1955-1958.

3° United States Atomic Energy Commission. *The metallurgy of hafnium,* edited by D. E. Thomas and Earl T. Hayes.

4° *Asklêrôtikoi ophthalmoi kai periptôsis endophthalmiou epi pronumphês katôtatou spondulôtou (Sibellês) (Des yeux sans sclérotique et des maladies dues au parasitisme endophtalmique chez la Civelle),* par Georg. D. Athanassopoulos.

5° Aleksandr Aleksandrovitch Andronov, Aleksandr Adol'fovitch Vitt i Semen Emmanuilovitch Khaïkin. *Teorija kolebanii (Théorie de l'oscillation).*

6° Académie des sciences de Géorgie. Bibliothèque centrale scientifique. *Bibliografija izdanii Akademii nauk Grouzniskoï SSR.* 1937-1956 (*Bibliographie des publications de l'Académie des sciences de Géorgie de* 1937 *à* 1956). (En langues russe et géorgienne.)

7° Id. Institut metalla i gornogo dela. R. I. Agladze, V. M. Mokhov, L. I. Toptchiachvili i N. D. Gvaramadze. *Splavy margantsa s med'iou, nikelem i tsinkom (Alliages du manganèse avec le cuivre, le nickel et le zinc).*

8° Id. Instituta prikladnoï khimii i elektrokhimii. *Elektrokhimija margantsa (Electrochimie du manganèse).*

9° Académie des sciences de Bielorussie. Igor' Nikolaevitch Ermolenko. *Spektroskopija v khimii okislennykh tselliouloz (Spectroscopie dans la chimie des celluloses oxydées).*

10° Id. Fundamental'naja Biblioteka im. V. G. Belinskogo. *Bibliografija izdanii Akademii nauk Belorusskoï SSR. Knigi i stat'i za* 1950-1957 (*Bibliographie des publications de l'Académie des sciences de Bielorussie,* 1950-1957).

11° Id. Institut energetiki. Alekseï Vasil'evitch Lykov, Iouriï Aman'evitch Mikhaïlov. *Teorija perenosa energii i vechtchestva (Théorie du transport de l'énergie et de la matière).*

12° Id. Institut torfa. V. E. Rakovskiï, F. L. Kaganovitch, E. A. Novitchkova. *Khimija pirogennykh protsessov (Chimie de la combustion).*

13° Académie de la République populaire Roumaine. *Probleme de morfopatologie.* Vol. I.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Représentation des opérateurs de Reynolds.* Note (*) de M. **Gian-Carlo Rota**, présentée par M. Joseph Kampé de Fériet.

Cette Note continue l'étude commencée dans la Note précédente [1]. On détermine ici tous les types d'opérateurs de Reynolds à spectre ponctuel. Nous suivons la terminologie et la notation de la Note précédente.

Rappelons qu'un opérateur de Reynolds est dit *simple* quand la seule fonction invariante est la fonction égale à un presque partout [2]. En faisant correspondre les opérateurs de Reynolds aux transformations mesurables φ comme dans la Note précédente, les opérateurs de Reynolds simples correspondent aux transformations φ *ergodiques*. Supposons que l'opérateur de Reynolds R puisse être étendu à l'espace de Hilbert $L_2(S, \Sigma, \mu)$ et qu'il soit borné dans cet espace — hypothèse qui est toujours satisfaite quand R a une mesure invariante —. En faisant usage de la théorie classique de von Neumann de la réduction des algèbres d'opérateurs, on démontre le

Théorème 3. — *Tout opérateur de Reynolds dans* $L_2(S, \Sigma, \mu)$ *est une intégrale directe d'opérateurs de Reynolds simples :*

$$R = \int^{\oplus} R_x \, d\nu(x).$$

La démonstration suit les lignes connues de ce type de théorème [3]. La seule difficulté consiste à choisir les espaces de Hilbert « différentiels » de telle manière que pour presque toute valeur de x l'opérateur irréductible R_x satisfait à l'identité de Reynolds. On achève cela en introduisant les espaces parfaits de Segal [4]. Dans le cas simple de l'espérance mathématique conditionnelle, on obtient une extension d'un résultat de Birkhoff [5], qui fit usage de la méthode de ses décompositions subdirectes.

Malheureusement, le théorème 3 ne simplifie pas l'étude des opérateurs de Reynolds. On trouve qu'une réduction préalable aux opérateurs simples ne donne pas une structure aussi fine qu'une représentation directe. Soit donc un opérateur de Reynolds R avec spectre ponctuel. Moyennant la réduction donnée par le théorème 2, on peut supposer que cet opérateur a une mesure invariante. Ceci permet de montrer que R peut être étendu à l'espace de Hilbert $L_2(S, \Sigma, \mu)$. En effet, on obtient l'identité $Rf + R^* f = 2R^* Rf$ pour toute fonction bornée f, d'où l'on

conclut que $I - 2R$ est isométrique dans L_2. Comme le spectre de R est totalement discontinu, l'opérateur $I - 2R$ doit être unitaire, par suite R est *normal*. On obtient comme corollaire que l'opérateur adjoint R^* satisfait aussi à l'identité de Reynolds ; cette dernière proposition est vraie seulement si R est normal.

En supposant que R est un opérateur de Reynolds normal quelconque dans L_2 — hypothèse qui est toujours satisfaite pour les opérateurs R_1 du théorème 2 — on démontre l'existence d'une partition unique $S' + S''$ de l'espace S avec les propriétés suivantes : (*a*) Les sous-espaces complémentaires $L_2(S')$ et $L_2(S'')$ sont invariants pour l'opérateur R ; (*b*) La restriction de R à $L_2(S')$ est une espérance mathématique conditionnelle ; (*c*) En désignant par R'' la restriction de R à $L_2(S'')$, la famille d'opérateurs $V_t = \exp(tR^{-1} - t)$ pour t réel est de la forme $V_t f(s) = f(\varphi_t(s))$, où φ_t est un groupe à un paramètre de transformations de l'espace S'' préservant la mesure. Ce résultat réduit l'étude des transformations de Reynolds à celle des transformations de l'espace S''. Notre intérêt est pourtant opposé : on fait usage des opérateurs de Reynolds pour étudier les transformations de S''.

Supposons maintenant que le spectre de R soit ponctuel. Alors on démontre que le sous-espace S'' peut être représenté d'une manière unique comme produit $S'' = I \times S'''$ de l'intervalle $I = [0, 1]$ avec la mesure de Lebesgue et d'un espace à mesure finie (S''', Σ'', μ''). Soit $f(t, s)$ une fonction à valeurs complexes dont le domaine est $I \times S'''$, avec $t \in I$ et $s \in S'''$; étendons le domaine de f de telle manière que f devienne une fonction périodique en t avec période un pour tout t réel. On a alors le

THÉORÈME 4. — *Pour $f = f(t, s)$ ayant son support sur S'' tout opérateur de Reynolds* R *avec spectre ponctuel dans $L_\infty(S, \Sigma, \mu)$ est représenté par l'intégrale de Bochner* (6)

$$(\star) \qquad Rf(t, s) = \frac{r}{e^r - 1} \int_t^{1+t} e^{r(u-t)} f(u, s)\, du, \qquad s \in S'',$$

où la constante réelle r est univoquement déterminée par R.

On arrive à la décomposition $S'' = I \times S'''$ comme il suit. Soit z_0 la valeur propre de R la plus voisine de un, différente de un ; on démontre que, parmi les fonctions propres correspondant à z_0, il y en a une, appelons-la f_0, telle que $|f_0(s)| = 1$ presque partout dans S''. Soit Σ' le corps borélien engendré par f_0, et soit Σ'' le corps borélien engendré par toutes les fonctions fixes pour R. On démontre ensuite que les deux corps Σ' et Σ'' sont *indépendants* au sens du calcul des probabilités, et par suite que $\Sigma = \Sigma' \times \Sigma''$ sur S''. On définit maintenant un isomorphisme de (S, Σ', μ) sur I avec sa structure borélienne en posant $f_0 \to e^{irt}$ avec r réel convenablement choisi. Comme les polynomes en f_0 sont denses dans $L_2(S, \Sigma', \mu)$, cette application s'étend à une application de tout l'espace $L_2(S, \Sigma', \mu)$ sur $L_2(I)$; on peut démontrer que cette application est *multiplicative* sur la sous-algèbre des

fonctions bornées. Par suite, en appliquant le « théorème de multiplication » de von Neumann ([7]), on trouve une application de S sur I qui préserve la mesure. Cela fait, la formule (⋆) s'ensuit en vérifiant que les opérateurs donnés dans les deux membres ont le même spectre et les mêmes multiplicités, d'où le théorème en appliquant le théorème spectral pour les opérateurs normaux.

L'opérateur (⋆) donne une généralisation de l'espérance mathématique conditionnelle, qui sera ultérieurement étudiée. Notons enfin que la théorie des opérateurs de Reynolds, en réduisant à un même ordre d'idées tant l'espérance mathématique conditionnelle que les transformations mesurables, donne un outil pour un développement unifié de la théorie de la convergence des martingales et les théorèmes des moyennes ergodiques.

(*) Séance du 4 avril 1960.
(1) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2791.
(2) Cette notion est due à M[me] Dubreil-Jacotin. Voir *loc. cit.* dans la Note précédente.
(3) *Cf.* J. Dixmier, *Les algèbres d'opérateurs dans l'espace hilbertien*, Paris, 1956, chap. III.
(4) *Decompositions of operator algebras*, A. M. S., 1951.
(5) *Moyennes des fonctions bornées*, *Colloque d'Algèbre et Théorie des nombres*, C. N. R. S., Paris, 1950, p. 143-153.
(6) *Voir* Hille-Phillips, *Functional Analysis and Semi-groups*, A. M. S., 1958, chap. III.
(7) *Cf.* Halmos, *Math. Soc. Japan*, 1956, p. 45.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Topologie sur l'ensemble des fonctions surharmoniques* $\geqq 0$ *et représentation intégrale.* Note (*) de Mme **Rose-Marie Hervé**, présentée par M. Paul Montel.

On définit, dans une théorie axiomatique et avec le minimum d'axiomes, sur l'ensemble des fonctions surharmoniques $\geqq 0$, et même sur l'espace vectoriel des différences de deux telles fonctions, une topologie permettant d'appliquer les résultats de G. Choquet [1] et d'effectuer la représentation intégrale des fonctions surharmoniques $\geqq 0$; puis on indique quelques propriétés de cette topologie.

Le cadre de cette Note est l'axiomatique des fonctions harmoniques et surharmoniques de M. Brelot [2]. Ω est un espace localement compact, $\overline{\Omega}$ l'espace compact obtenu en lui adjoignant le point d'Alexandroff $\mathcal{A}$. On suppose les axiomes 1, 2, 3′, Ω à base dénombrable et l'existence d'un potentiel > 0.

Notations : S^+, ensemble des fonctions surharmoniques $\geqq 0$ dans Ω; S, espace vectoriel des différences de deux fonctions de S^+; $\mathcal{E}^+$ ensemble des fonctions harmoniques $\geqq 0$ dans Ω et des potentiels à support ponctuel : $\mathcal{E}^+$ contient les génératrices extrémales du cône S^+ [3]; pour δ_0 ouvert $\subset \Omega$ et $x_0 \in \delta_0$, $S^+_{(\delta_0),x_0}$ désigne l'ensemble des fonctions de S^+ harmoniques dans δ_0 et $= 1$ en x_0; $\mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0} = S^+_{(\delta_0),x_0} \cap \mathcal{E}^+$.

Dans l'espace S, le cône convexe saillant pointé S^+ définit une relation d'ordre, appelée « ordre spécifique ».

1. Représentation intégrale des fonctions de S^+ a l'aide des éléments extrémaux d'une base de S^+. — On définit sur S une topologie pour laquelle S est localement convexe et le cône S^+ possède une base compacte et métrisable sans qu'il soit besoin comme dans [2] d'axiome supplémentaire.

1° *Définition de la topologie sur* $\mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0}$. — Pour $p \in \mathcal{E}^+$, soit $\varphi(p)$ le support de p si p est un potentiel, et $\varphi(p) = \mathcal{A}$ si p est harmonique.

Théorème 1. — 1° *Il existe une topologie et une seule sur* $\mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0}$, *soit* T, *qui est métrisable et telle que, pour* p_n *et* $p \in \mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0}$, *les conditions :* $\varphi(p_n) \to \varphi(p)$ et $p_n(x) \to p(x)$ si $x \neq \varphi(p)$, entraînent $p_n \overset{T}{\to} p$.

2° $\mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0}$, *muni de cette topologie, est compact.*

3° T *est la moins fine des topologies sur* $\mathcal{E}^+_{(\delta_0),x_0}$, *rendant continues les applications* $p \to p(x).f\circ\varphi(p)$, *pour tous les couples* (f, x), $f \in C^+(\overline{\Omega})$, $x \in \Omega \cap \complement S_f$.

2° *Représentation intégrale des fonctions* $\in S^+$, *à l'aide d'une mesure* $\overline{\mu}$ *dans* $\overline{\Omega}$ *et d'un noyau variable.* — La mesure $\overline{\mu}$ est déterminée grâce au théorème de partition [4] :

Étant donné $V \in S^+$ *et* ω *ouvert* $\subset \Omega$, *il existe deux fonctions* v_ω *et* $v'_\omega \in S^+$, *caractérisées par les conditions :*

1° $V = v_\omega + v'_\omega$ *dans* Ω;

2° *v'_ω est la plus grande minorante « spécifique » de* V, *harmonique dans* ω; *et v_ω est harmonique dans* $\Omega \cap \complement \overline{\omega}$.

Théorème 2. — *Soit* $V \in S^+$.

1° *Un couple* (ω_0, x_0) *étant choisi,* ω_0 *ouvert régulier,* $x_0 \in \omega_0$, *on associe à* V :

— *une mesure de Radon* $\geqq 0$ *dans* Ω, μ, *caractérisée par la condition : pour tout ouvert* $\omega \subset \Omega : \mu(\omega) = \int v_\omega d\rho_{x_0}^{\omega_0}$; *cette mesure ne dépend que de la partie potentielle de* V;

— *une mesure de Radon* $\geqq 0$ *dans* $\overline{\Omega}$, $\overline{\mu}$, *dont la restriction à* Ω *est* μ, *et telle que* $\overline{\mu}(\mathcal{C}) = \int h d\rho_{x_0}^{\omega_0}$, *où h est la plus grande minorante harmonique de* V *dans* Ω.

2° *Pour tout x où* V *est fini, on associe à* V :

— *une mesure de Radon* $\geqq 0$ *dans* Ω, μ^x, *caractérisée par la condition : pour tout ouvert* $\omega \subset \Omega : \mu^x(\omega) = v_\omega(x)$; *cette mesure ne dépend que de la partie potentielle de* V;

— *une mesure de Radon* $\geqq 0$ *dans* $\overline{\Omega}$, $\overline{\mu}^x$, *dont la restriction à* Ω *est* μ^x, *et telle que* $\overline{\mu}^x(\mathcal{C}) = h(x)$.

Proposition 1. — *Étant donné* $V \in S^+$, *x où* V *est fini, et* (ω_0, x_0), $\overline{\mu}^x$ *est défini par une densité relativement à* $\overline{\mu}$.

Théorème 3 ([5]). — *Un couple* (ω_0, x_0) *étant choisi, toute fonction* $V \in S^+$ *admet une représentation intégrale unique :*

$$V(x) = \int G(x, Y)\, d\overline{\mu}_1(Y),$$

où $\overline{\mu}_1$ *est une mesure de Radon* $\geqq 0$ *sur* $\overline{\Omega}$, G (x, Y) *est, pour chaque x, défini pour* $\overline{\mu}_1$ *presque tout* Y, *considéré comme fonction de x,* $\in \mathcal{S}^+$, *et*

$$\int G(x, Y)\, d\rho_{x_0}^{\omega_0}(x) = 1.$$

Si $\overline{\mu}$ *est la mesure associée à* V *dans* $\overline{\Omega}$, *à l'aide de* (ω_0, x_0), *et* $\overline{\mu}^x$ *la mesure associée à* V *dans* $\overline{\Omega}$ *en un point x où* V *est fini, alors :* $\overline{\mu}_1 = \overline{\mu}$, *et* G (x, Y) *est une fonction densité de* $\overline{\mu}^x$ *relativement à* $\overline{\mu}$.

3° *Définition de la topologie* T *sur* S. — Soit $V \in S^+$, dont la représentation intégrale à l'aide d'un couple (ω_0, x_0) est $V(x) = \int G(x, Y) d\overline{\mu}(Y)$, et $f \in C^+(\overline{\Omega})$.

$$V_f(x) = \int G(x, Y) f(Y)\, d\overline{\mu}(Y) \in S^+,$$

est harmonique dans $\Omega \cap \complement S_f$, et indépendante de (ω_0, x_0) car, pour x où V est fini, $V_f(x) = \overline{\mu}^x(f)$.

Soit $W \in S$, $W = U - V$ où U et $V \in S^+$. A tout couple (f, x), $f \in C^+(\overline{\Omega})$ et $x \in \Omega \cap \complement S_f$, on associe le nombre $W_f(x) = U_f(x) - V_f(x)$.

Sur S, T est la moins fine des topologies rendant continues les formes linéaires $W \to W_f(x)$, pour tous les couples (f, x).

Proposition 2. — *Sur* S, *la topologie* T *est séparée.*

Proposition 3. — *Sur* S^+, *la topologie* T *est métrisable.*

Proposition 4. — $S^+_{\delta_0, x_0}$, *muni de la topologie* T, *est compact.*

On en déduit une base B de S^+, compacte pour la topologie T.

Théorème 4. — *Toute fonction* $V \in S^+$ *admet une représentation intégrale unique à l'aide des éléments extrémaux de* B.

2. Quelques propriétés de la topologie T. — 1° Dans ce qui suit, V_n et $V \in S^+$.

Théorème 5. — *Si* $V_n \xrightarrow{T} V$, *alors* $V = \widehat{\liminf V_n}$, *et, pour une base* $\mathcal{B}'$ *convenablement choisie,* $\liminf V_n = \widehat{\liminf V_n}$ $\mathcal{B}'$*-presque partout.*

Théorème 6. — *Si* $V_n \nearrow$ *et* $\sup V_n \not\equiv +\infty$, *alors* $V_n \xrightarrow{T} V = \sup V_n$.

Théorème 7. — *Si* $V_n \searrow$, *alors* $V_n \xrightarrow{T} V = \widehat{\inf V_n}$.

Théorème 8. — *Pour toute famille de fonctions* $V_i \in S^+$, $\inf V_i = \widehat{\inf V_i}$ *quasi partout sur tout borélien négligeable pour la mesure* μ *associée à* $\widehat{\inf V_i}$ *dans* Ω, *donc, pour une base* $\mathcal{B}'$ *convenablement choisie,* $\inf V_i = \widehat{\inf V_i}$ $\mathcal{B}'$*-presque partout.*

2° Proposition 5. — *Pour tout couple* (ω, x), ω *régulier,* $x \in \omega$, *l'application* $V \to \int V \, d\rho_x^\omega$, *de* S^+ *dans* R^+, *est s. c. i.*

Proposition 6. — *Si* ω *est régulier complètement déterminant, la même application est continue.*

3° Comparaison de T avec $\mathcal{C}(\mathcal{B}, \Omega)$ ([2]), où $\mathcal{B}$ est une base des ouverts formée de domaines réguliers.

Théorème 9. — 1° *Sur* S^+, $\mathcal{C}(\mathcal{B}, \Omega)$ *est plus fine que* T, *et, si* $V_n \xrightarrow{\mathcal{C}} V$ (V_n *et* $V \in S^+$), *alors* $V = \widehat{\liminf V_n}$.

2° *Si* $\mathcal{B}$ *se compose de domaines réguliers complètement déterminants, alors, sur* S^+, $\mathcal{C}(\mathcal{B}, \Omega)$ *est identique à* T.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) G. Choquet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 555 et 736.

(2) M. Brelot, *Séminaire de la Théorie du potentiel*, Institut H. Poincaré, 1 et 2, 1957 et 1958.

(3) R. M. Hervé, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 179.

(4) R. M. Hervé, *Séminaire de la Théorie du potentiel*, 3, 1959.

(5) On utilise les résultats de A. P. Morse sur la différentiation des mesures (*Trans. Amer. Math. Soc.*, 55, 1944 et 61, 1947).

PROGRAMME LINÉAIRE. — *Une méthode pour la résolution des programmes linéaires. Programmes paramétriques.* Note (*) de M. KHALED MAGHOUT, transmise par M. Maurice Fréchet.

On donne ici l'application de la méthode indiquée dans une Note précédente (¹) aux programmes linéaires paramétriques.

Appelons deux solutions $S_1 = (J_1, I_1)$, $S_2 = (J_2, I_2)$ « voisines » si $m - | I_1 \cap I_2 | - | J_1 \cap J_2 | = 1$.

Il y a entre elles une relation du type $X_k^1 X_k^2 + X_h^1 X_h^2 = 0$.

L'une d'elles contient $\alpha_k \bar{\alpha}_h$ et l'autre $\bar{\alpha}_k \alpha_h$ le reste étant le même. On appellera α_k, α_h les points de contact de ces deux solutions.

Dans le cas d'un programme paramétrique, de paramètre λ, on remarque que le zéro de X_h^1 est celui de X_k^2. On peut voir facilement que le passage d'une solution à une autre se passe en général entre voisins et au moment ou l'une des inconnues correspondant à un point de contact devient nulle. Ainsi on peut suivre sur le graphe représentant les voisinages l'évolution des solutions successives. On peut prouver que le graphe de voisinage est un graphe symétrique, homogène de degré mn.

Quand les prix a_{0j} sont paramétriques de la forme la plus générale $a_{0j} + \lambda' a'_{0j} + \ldots + \lambda^{(\nu)} a_{j0}^{(\nu)}$, on peut résoudre le problème de la façon suivante :

Première étape. — On élimine les solutions dont l'incompatibilité ne dépend pas des a_{0j}. Pour ce faire on considère pour une forme (J, I) seulement les inconnues X_j, U_i avec $i \in I$, $j \in J$. Toutes les formes qui restent sont des « solutions possibles ».

Deuxième étape. — Considérant les solutions possibles, on y calcule le reste des inconnues seulement, pour les valeurs paramétriques données.

On arrive ainsi directement à résoudre le problème et à déterminer les domaines de validité de chacune des « solutions possibles ».

THÉORÈME 1. — *Le degré maximal d'un sommet du sous-graphe représentant les « solutions possibles » est n.*

Prenons un de ces sommets soit S_1 :

$$J_1 = \{ j_1, \ldots, j_k, \ldots, j_l, \ldots, j_s \}, \qquad \bar{J}_1 = \{ j_{s+1}, \ldots, j_r, \ldots, j_n \},$$
$$I_1 = \{ i_{s+1}, \ldots, i_m \}, \qquad I_1 = \{ i_1, \ldots, i_s \}.$$

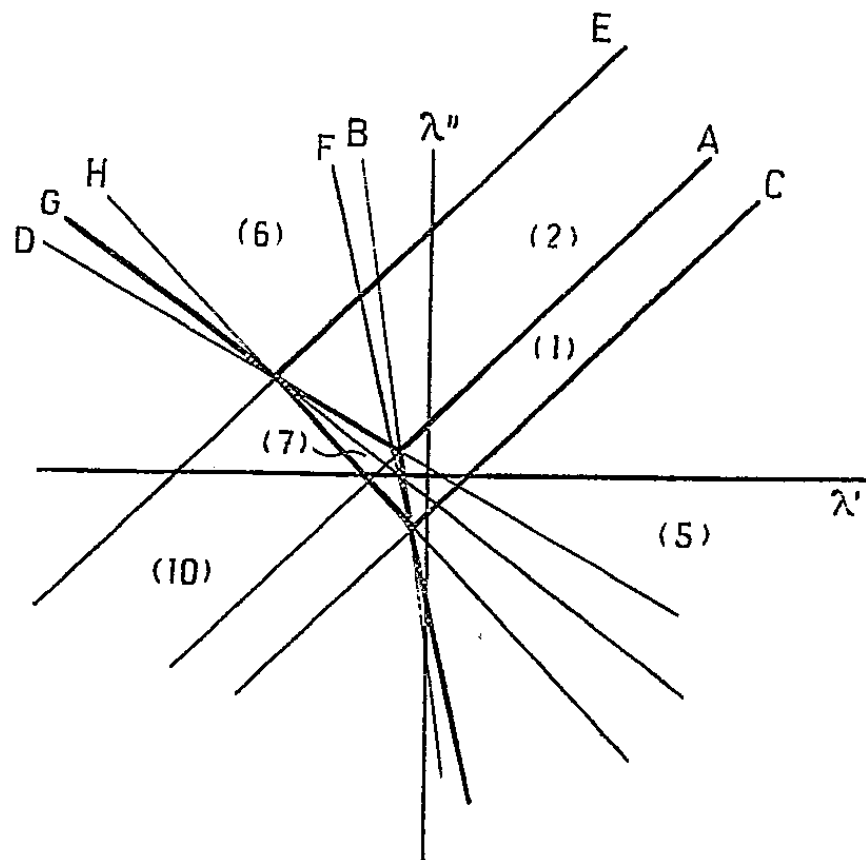
Ce sommet peut avoir un seul voisin le touchant par α_{j_r} car s'il y en a deux soit le premier S_2 le touchant par α_{j_r}, α_{j_k}, le second S_2 par α_{j_r}, α_{j_l}. S_1 et S_2 se touchent par α_{j_k}, α_{j_l} et l'on peut vérifier la relation

$$X_{j_l}^1 X_{j_r}^2 X_{j_k}^3 = - X_{j_k}^1 X_{j_l}^2 X_{j_r}^3.$$

Ces quantités ne dépendent pas de a_{0j} (¹) l'une d'entre elles doit être négative. Donc S_1 peut avoir un seul voisin par α_{j_r}, et en tout n voisins.

Corollaire. — *Le nombre maximal des sommets du sous-graphe des « solution possibles »* est $\leqq [(m+n)!/m!\,n!]\,[m/(2m-1)]$.

Il se déduit facilement du théorème 1, en considérant que le graphe des voisinages est homogène de degré mn.



Application numérique :
Maximiser

$$3x_1+2x_2+x_3, \quad \text{avec} \quad 2x_1+3x_2+4x_3 \leqq 8, \quad 3x_1+x_2+2x_3 \leqq 5, \quad x_1, x_2, x_3 \geqq 0.$$

On écrit

$$\begin{aligned}
2\alpha_1 X_1 + 3\alpha_2 X_2 + 4\alpha_3 X_3 + \beta_1 U_1 \qquad\qquad &= 8,\\
3\alpha_1 X_1 + \alpha_2 X_2 + 2\alpha_3 X_3 \qquad + \beta_2 U_2 &= 5,\\
-\bar\alpha_1 X_1 \qquad + 2\bar\beta_1 U_1 + 3\bar\beta_2 U_2 &= 3,\\
-\bar\alpha_2 X_2 \qquad + 3\bar\beta_1 U_1 + \bar\beta_2 U_2 &= 2,\\
-\bar\alpha_3 X_3 + 4\bar\beta_1 U_1 + 2\bar\beta_2 U_2 &= 1.
\end{aligned}$$

Les formes pour lesquelles $|\mathrm{I}| + |\mathrm{J}| = m$ sont

$$\begin{array}{llll}
S_1 = \alpha_1\alpha_2\bar\alpha_3\bar\beta_1\bar\beta_2, & S_4 = \alpha_1\bar\alpha_2\bar\alpha_3\bar\beta_1\beta_2, & S_7 = \alpha_1\bar\alpha_2\bar\alpha_3\beta_1\bar\beta_2, & S_9 = \bar\alpha_1\bar\alpha_2\alpha_3\beta_1\bar\beta_2,\\
S_2 = \alpha_1\bar\alpha_2\alpha_3\bar\beta_1\bar\beta_2, & S_5 = \bar\alpha_1\alpha_2\bar\alpha_3\bar\beta_1\beta_2, & S_8 = \bar\alpha_1\alpha_2\bar\alpha_3\beta_1\bar\beta_2, & S_{10} = \bar\alpha_1\bar\alpha_2\bar\alpha_3\beta_1\beta_2.\\
S_3 = \bar\alpha_1\alpha_2\alpha_3\bar\beta_1\bar\beta_2, & S_6 = \bar\alpha_1\bar\alpha_2\alpha_3\bar\beta_1\beta_2, & &
\end{array}$$

$\varepsilon = (-1)^{n(m+1)} = -1$, A est toujours négatif.

$$\begin{aligned}
AX_1 &= -7.7\ (S_1) - 8,4(S_2) - 2.8\ (S_4) - 1.3(S_8),\\
AX_2 &= -7.14(S_1) \qquad\qquad - 2.5\ (S_4) - 1.5(S_8),\\
AX_3 &= -7.15(S_1) \qquad\qquad - 2.10(S_4) - 1.3(S_8),\\
AU_1 &= -7.3\ (S_1) \qquad\qquad - 2.3\ (S_4),\\
AU_2 &= -7.5\ (S_1).
\end{aligned}$$

La solution booléenne est $\alpha_1\alpha_2\bar\alpha_3\bar\beta_1\bar\beta_2$.

La solution algébrique est

$$X_1 = 1,\quad X_2 = 2,\quad X_3 = \frac{15}{7},\quad U_1 = \frac{3}{7},\quad U_2 = \frac{5}{7},$$

$$x_1 = 1,\quad x_2 = 2,\quad x_3 = 0,\quad u_1 = \frac{3}{7},\quad u_2 = \frac{5}{7}.$$

Le cas paramétrique : Si les prix dans le problème précédent sont

$$3 + 2\lambda' + 2\lambda'',\qquad 2 + 5\lambda' + \lambda'',\qquad 1 + 3\lambda' + 5\lambda''.$$

On trouve :

Première étape.

	S_1.	S_2.	S_5.	S_6.	S_7.	S_{10}.
A........	-7^2	-8^2	-3^2	-4^2	-3^2	-1
AX_1.......	-7.7	-8.4	-	-	-3.5	-
AX_2.......	-7.14	-	-3.8	-	-	-
AX_3.......	-	-8.14	-	-4.8	-	-
AU_1......	-	-	-	-	-3.14	-8
AU_2......	-	-	-3.7	-4.3	-	-5

Deuxième étape.

	S_1.	S_2.	S_5.	S_6.	S_7.	S_{10}.
AX_1.......	-	-	$-3(-C)$	$-4(-E)$	-	$-1(-H)$
AX_2.......	-	$-8(-A)$	-	$-4(-C')$	$-3(-B)$	$-1(-F)$
AX_3.......	$-7(A)$	-	$-3(C')$	-	$-3(-D)$	$-1(-G)$
AU_1......	$-7(B)$	$-8(D)$	$-3(F)$	$-4(G)$	-	-
AU_2......	$-7(C)$	$-8(E)$	-	-	$-3(H)$	-

Avec

$$A = 15 + 23\lambda' - 23\lambda'',\qquad B = 3 + 13\lambda' + \lambda'',\qquad C = 5 - 4\lambda' + 4\lambda'',$$
$$D = -3 + 5\lambda' + 11\lambda'',\qquad C' = 5 + 11\lambda' - 11\lambda'',\qquad E = 10 + 2\lambda' - 2\lambda'',$$
$$F = 2 + 5\lambda' + \lambda'',\qquad G = 1 + 3\lambda' + 5\lambda'',\qquad H = 3 + 2\lambda' + 2\lambda''.$$

On peut facilement voir le domaine de validité de chacune de ces solutions et les valeurs numériques correspondantes.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) K. MAGHOUT, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2510.

(2) SAATY et GASS, *Journal of Operations Research*, août 1954, p. 316; novembre 1955, p. 395.

THÉORIE DES GRAPHES. — *Sur les problèmes de flot dans un réseau à capacités de faisceaux.* Note (*) de M. GASTON MATTHYS, transmise par M. Maurice Fréchet.

Une Note antérieure (¹) a démontré qu'un problème linéaire de flot sur un réseau R est équivalent à chacun des programmes linéaires associés, comme rappelé plus loin, à tout arbre de R. Dans une seconde Note (²) ont été établis deux théorèmes relatifs aux programmes linéaires. La présente Note a pour objet d'appliquer ces résultats à certains problèmes linéaires de flot.

Les contraintes linéaires du flot sont de la forme

$$\text{(I)} \qquad \sum_{u \in F_k} \varphi_u^1 \leq S_K,$$

les F_K étant des parties de l'ensemble U des arcs de R. Ces sous-ensembles seront désignés sous le nom de faisceaux. On veut rendre maximale une forme $\varphi D = \sum_{u \in U} D_u \varphi(u)$, les D_u étant tels que pour tout circuit μ on ait

$$\text{(II)} \qquad \sum_{u \in \mu} D_u \leq 0.$$

Construction d'un flot. — Avec l'hypothèse (II), l'algorithme de Ford (³) permet de déterminer la « longueur x_1 » d'un plus long chemin m_1 joignant l'entrée à la sortie, lorsqu'on considère les nombres D_u (de signe quelconque) comme des « distances ».

Si $x_1 \leq 0$, la solution du problème est triviale, c'est $\varphi = 0$. Supposons donc $x_1 > 0$.

Sur m_1, établissons un flot réalisant l'égalité d'une des contraintes, soit K_1, puis retranchons x_1 aux distances des arcs $u \in F_{K_1}$, et déterminons à nouveau la longueur x_2 d'un plus long chemin m_2 joignant l'entrée à la sortie.

Si $x_2 \leq 0$, la construction est achevée.

Si $x_2 > 0$, l'opération réalisée avec m_1 peut être renouvelée avec m_2.

De façon plus générale, démontrons que, si $x_{l+1} > 0$, l'opération réalisée avec m_l peut être renouvelée avec m_{l+1}.

S'il existait $u \in m_{l+1}$, $u \in F_{K_{l'}}$ avec $l' \notin (1, 2, \ldots, l)$, il en résulterait que $x_{l+1} \leq$ (longueur de m_{l+1} dans l'opération l') $- x_{l'} \leq 0$, d'où contradiction. Donc, pour tout $u \in m_{l+1}$ et tout $l' \in (1, 2, \ldots, l)$, $u \notin F_{K_{l'}}$, ce qui permet de renouveler l'opération, en faisant circuler sur m_{l+1}, si nécessaire, un flot supplémentaire jusqu'à réaliser l'égalité d'une nouvelle contrainte.

On obtient finalement $x_{p+1} \leq 0$. On peut toujours se ramener à $x_{p+1} = 0$ en choisissant convenablement la *dernière* valeur à retrancher des distances. En effet, si x' est la longueur, dans l'opération p, d'un chemin

contenant r' arcs du faisceau F_{K_p}, il suffit de prendre, au lieu de x_p la valeur $\min\limits_{r'\neq 0}(x'/r')$. C'est cette valeur que nous désignerons désormais par la notation x_p.

Après l'opération p, l'algorithme de Ford fournit le graphe partiel G des plus longs chemins joignant l'entrée à tout sommet de R. G étant connexe, on en extrait un arbre A. Soient H le chemin de A joignant l'entrée à la sortie et B la base des cycles C associée à A.

M désignant la matrice d'incidence arcs, faisceaux, le flot φ qui vient d'être construit engendre [*cf.* (1)] un programme réalisable φ_c, ν de

$$[L_1] \quad \begin{cases} \varphi_c \geqq 0, \qquad \nu > 0; \\ (a) \quad \varphi_c BM + \nu HM \leqq S, \\ (b) \quad \varphi_c B_A - \nu H_A \leqq 0; \\ \mathrm{Max}(\varphi_c BD + \nu HD). \end{cases}$$

Soit γ le vecteur associé à φ_c, ν dans les conditions de la référence (2), c'est-à-dire de coordonnées : égales à + 1 pour les cycles C_i tels que $\varphi_{C_i} > 0$ ainsi que pour H, et égales à 0 pour les cycles C_i tels que $\varphi_{C_i} = 0$. On considère alors le programme linéaire $[L_2]$ déduit du dual de $[L_1]$ ainsi qu'il est décrit dans la référence (2)

$$[L_2] \quad \begin{cases} z_1 \geqq 0, \qquad z_2 \geqq 0, \qquad e \geqq 0, \\ [(B \cup H)M]_\varphi z_1 - [B_A \cup H_A]_\varphi z_2 - Ue = 0, \\ \mathrm{Min}(\gamma e), \end{cases}$$

l'indice φ indique la restriction des matrices aux égalités a et b de $[L_1]$ satisfaites par φ.

Proposition 1. — *Le vecteur z_1 de coordonnées $(z_1)_{K_l} = x_l$ pour $l = 1, 2, \ldots, p$, $(z_1)_{K_l} = 0$ pour les autres égalités K_l satisfaites par φ est un programme de* $[L_2]$.

$x_l > 0 \Rightarrow$ égalité K_l satisfaite par $\varphi \Rightarrow z_1 > 0$ et restreint à $[L_2]$. La construction fournit pour tout cycle de B et pour H une longueur négative ou nulle. Ces longueurs étant obtenues par le calcul $(B \cup H)\,D - [(B \cup H)M]_\varphi z_1$, les égalités de $[L_2]$ sont donc vérifiées pour z_1, $(z_2 \doteq 0)$ et $e \geqq 0$ calculé par différence.

Proposition 2. — *Si la solution de* $[L_2]$ *est telle que* $\gamma e = 0$, φ *est solution du problème.*

C'est l'application textuelle du théorème I de la référence (2).

Proposition 3. — *Si φ est entièrement contenu dans le graphe* G *des plus longs chemins, φ est solution du problème.*

En effet z_1 est alors tel que $\gamma e = 0$.

Proposition 4. — *Si la solution de* $[L_2]$ *est telle que $\gamma e > 0$, on peut déterminer un flot φ' du problème et tel que* $\varphi' D > \varphi D$.

C'est l'application textuelle du théorème II de la référence (2).

Pour effectuer la construction correspondante, il faut trouver la solution du dual de $[L_2]$.

Il s'agit d'un problème linéaire de flot dans un réseau R′ déduit de R en rendant symétriques les arcs de A porteurs de flot φ_u, et les arcs de fermeture des C_i tels que $e_i > 0$, $\varphi_{C_i} > 0$. Ce flot ψ doit satisfaire seulement les contraintes $[M]_\varphi$, mais avec des seconds membres nuls.

Proposition 5. — *A partir de* φ', *on peut déterminer un flot* φ^*, *un arbre* A^* *et un vecteur* z_1^* *tels que* z_1^* *est un programme de* $[L_2]^*$ *associé à* A^* *et à* φ^*.

Il suffit d'effectuer la construction déjà décrite, en substituant au second membre S le vecteur $S - \varphi' M$. Il en résulte un flot φ'', un arbre A^* et un vecteur z_1^* qui est un programme de $[L_2]^*$ associé à A^* et à $\varphi^* = \varphi' + \varphi''$.

Algorithme. — Construire parallèlement un flot φ, un vecteur z_1 et le graphe partiel G des plus longs chemins.

Si φ est entièrement contenu dans G, φ est solution (proposition 3); dans le cas contraire, résoudre d'abord le problème de flot dual de $[L_2]$. Soit ψ sa solution; si $\psi D = 0$, φ est solution; si $\psi D > 0$, appliquer la proposition 4 et recommencer l'opération à partir du nouveau flot obtenu (proposition 5).

(*) Séance du 28 mars 1960.

(1) G. Matthys, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2675.

(2) G. Matthys, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2794.

(3) *Cf.* C. Berge, *Théorie des Graphes et ses applications*, Paris, 1958, p. 68.

ÉLASTICITÉ. — *Quelques remarques sur le problème du contact élastique.* Note de M. Liviu Solomon, présentée par M. Jean Leray.

L'équation transcendante du problème du contact élastique peut s'écrire sous une forme qui permet : 1° de prouver la monotonie de la fonction de Hertz, et donc la possibilité de résoudre l'équation par tabulation; 2° de trouver une solution approximative explicite algébrique de l'équation de Hertz, ce qui permet de démontrer que l'excentricité de l'ellipse de contact joue un rôle très réduit dans l'étude du problème.

1. Soient les rayons de courbure ρ'_i, ρ''_i des surfaces S_i ($i = 1, 2$); les courbures moyennes H_i; les coefficients d'aplatissement $h_i = \rho''_i/\rho'_i \geq 1$; les constantes $\theta_i = (1 - \nu_i)/2\pi\mu_i$. Pour le poinçon équivalent, à rayons de courbure ρ', ρ'', et le demi-espace équivalent, à constante θ, on a

$$H = H_1 + H_2; \qquad h = \frac{\rho''}{\rho'} \geq 1; \qquad \theta = \theta_1 + \theta_2. \tag{1}$$

Soient : P, la charge; $a \leq b$, les demi-axes, et k, l'excentricité de l'ellipse de contact; $a_1 = 3\,P/2\pi ab$, la pression maximum; δ, la pénétration. Il faut déterminer a, b, δ, a_1 des équations (1), (2) :

$$\pi a a_1 K(k) = \frac{\delta}{\theta}, \tag{2}$$

$$\frac{\pi a_1}{ak^2}[E(k) - (1 - k^2)K(k)] = \frac{1}{2\theta\rho'}, \tag{3}$$

$$\frac{\pi a_1}{ak^2}(1 - k^2)[K(k) - E(k)] = \frac{1}{2\theta\rho''}. \tag{4}$$

où $K(k)$ et $E(k)$ sont les intégrales elliptiques complètes de module k. Pour déterminer k, on tire de (3), (4) l'équation de Hertz :

$$g(k) \equiv \left[\frac{1}{k^2} - 1\right]\left[\frac{K(k)}{E(k)} - 1\right] = \frac{\rho'}{\rho' + \rho''} \equiv \frac{1}{1 + h}. \tag{5}$$

2. Nous proposons de donner aux équations (3) et (4) la forme

$$kb^3\frac{dk}{dK} = 3P\theta\rho', \qquad kb^3\frac{dk}{dE} = -3P\theta\rho'' \tag{6}$$

dont on obtient l'équation de Hertz sous la forme

$$f(k) \equiv -\frac{\frac{dE}{dk}}{\frac{dK}{dk}} = \frac{1}{h}. \tag{7}$$

En tenant compte des équations que satisfont $K(k)$ et $E(k)$, on obtient pour df/dk une équation à solution non positive dans $[0, 1]$. La monotonie de $f(k)$ et $g(k)$ en résulte.

3. Des tables pour $f(k)$ ont été calculées par M. I. Zamphiresco, à

l'aide du calculateur CIFA-1. Son graphique suggère d'approximer $f(k)$ par

$$(8)\qquad f_0(k) = (1-k^2)^{\frac{5}{4}} = f(k) + \frac{k^6}{2^9} + \frac{3k^8}{2^{11}} + \dots$$

La différence des solutions des équations (7) et de

$$(9)\qquad f_0(k_0) = \frac{1}{h}$$

ne dépasse jamais 0,2 %. La solution de (9) a la forme simple

$$(10)\qquad k_0 = \sqrt{1 - h^{-\frac{4}{5}}},$$

ce qui constitue une solution approximative *explicite* et *algébrique* de

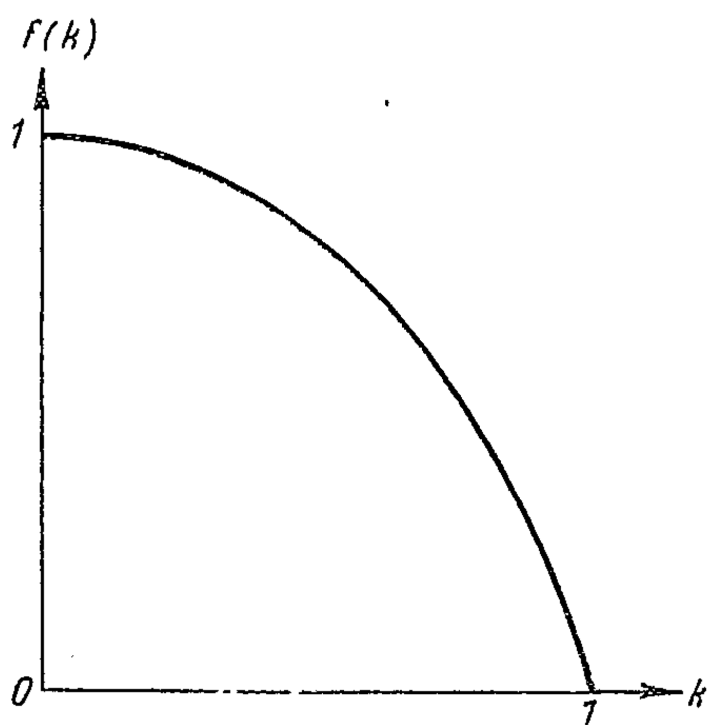


Fig. 1.

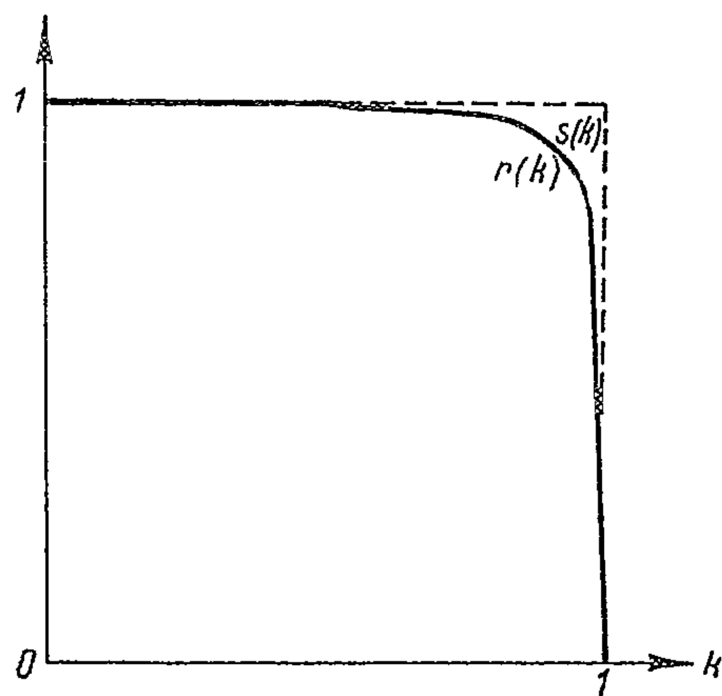


Fig. 2.

l'équation de Hertz. Nous tirons encore de (5), (9) et (10) :

$$(11)\qquad \frac{a}{b} \cong h^{-\frac{2}{3}}, \qquad \frac{K(k)}{E(k)} \cong 1 + \frac{k^2}{1 - k^2 + (1-k^2)^{\frac{1}{4}}}.$$

4. Puisque δ et a_1 ont un sens mécanique, ils ne doivent que peu dépendre de k, qui n'en a pas. Isolons les facteurs en k dans δ et a_1 :

$$(12)\qquad \delta(\rho', \rho'', \theta, P) = r(k)\,R(H, \theta, P); \qquad a_1(\rho', \rho'', \theta, P) = s(k)\,S(H, \theta, P)$$

$$(13)\qquad r(k) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{-\frac{2}{3}} K(k)\,[E(k)]^{-\frac{1}{3}}(1-k^2)^{\frac{1}{3}},$$

$$(14)\qquad s(k) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{2}{3}} [E(k)]^{-\frac{2}{3}}(1-k^2)^{\frac{1}{6}}.$$

Les fonctions R et S s'écrivent aisément. Pour r et s nous avons

$$(15)\qquad r(k) = 1 - \frac{k^4}{2^5} - \frac{k^6}{2^5} - \left(\frac{1}{2^5} - \frac{29}{2^{13}}\right)h^8 - \dots; \qquad s(k) = r(k) + \frac{k^8}{2^{12}} + \dots,$$

ce qu'on peut approximer par

$$r(k) \cong s(k) \simeq t(k) = 1 - \frac{1}{2^5}\,\frac{k^4 - k^{20}}{1 - k^2}. \tag{16}$$

Les constantes à signification mécanique sont donc (sauf pour $k \cong 1$, c'est-à-dire pratiquement pour le contact le long d'une ligne) des fonctions des propriétés mécaniques des corps, de la charge totale, et de la *somme des courbures moyennes* seulement.

5. Le rapport des demi-axes de l'ellipse de section du poinçon par un plan $z = z_0$ donne $\alpha/\beta = h^{-1/2}$. Pour $z_0 = \delta$ nous avons (en utilisant (11))

$$\alpha\beta = (h+1)h^{-\frac{1}{2}}\delta H^{-1} = 2ab\,u(k) \simeq 2ab\left\{1 + \frac{1}{4}[1 - t(k)]\right\}. \tag{17}$$

Pour $k \leqq 0{,}95$ on peut prendre (avec une erreur moindre que 2 %)

$$\alpha\beta \cong 2ab. \tag{18}$$

L'aire de contact est donc proportionnelle à δ (ce que rappelle l'hypothèse de Winkler) et égale l'aire de l'ellipse de section $z = \delta/2$, aisément calculable. On en tire a_1, par une détermination de δ.

Exemple. — Soit le problème de contact roue-rail [données de ([3])]. On y obtient $a/b = 0{,}8216$. La valeur exacte est 0,8256, et (11) donne 0,8254. La solution exacte donne $a_1 = 4511$ kg/cm²; notre solution approximative est $a_1 = 4504$ kg/cm².

TABLEAU I.

k.	$f(k)$.	$r(k)$.	$s(k)$.	$t(k)$.
0,0	1,000	1,000	1,000	1,000
0,1	0,992	1,000	1,000	1,000
0,2	0,970	1,000	1,000	1,000
0,3	0,932	0,999	0,999	0,999
0,4	0,877	0,999	0,999	0,999
0,5	0,806	0,997	0,997	0,997
0,6	0,715	0,994	0,994	0,994
0,7	0,603	0,986	0,986	0,985
0,8	0,464	0,968	0,969	0,965
0,9	0,285	0,920	0,922	0,912
0,95	0,171	0,854	0,859	0,854
0,99	0,048	0,667	0,696	-

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) H. HERTZ, *J. reine angew. Math.*, 92, 1882, p. 156.
(2) I. I. STAERMAN, *Kontaktnaja zadatschea théorii ouprougosti*, Moscou, 1949.
(3) S. P. TIMOSHENKO et J. N. GOODIER, *Theory of Elasticity*, New-York, 1951.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur quelques mouvements d'un profil, au sein d'un fluide, pour lesquels le torseur des efforts du fluide est celui des forces d'inertie d'un solide fictif. (Fluide parfait incompressible, en mouvement plan et en repos à l'infini.)* Note (*) de M. GÉRARD COUCHET, présentée par M. Joseph Pérès.

La notion de masse virtuelle, en Mécanique des fluides, n'est certes pas nouvelle, cependant les applications semblent en nombre assez restreint puisqu'elles ne concernent que des mouvements très simples (translation ou rotation) et des corps très particuliers.

Pour tout profil à pointe on sait qu'il existe une famille de mouvements (laissant deux paramètres arbitraires sur les trois) pour lesquels la condition de Joukowsky n'entraîne pas d'échappement tourbillonnaire à la pointe. La condition de circulation constante permet de donner au torseur des forces aérodynamiques la forme qu'on rencontre dans le calcul des forces d'inertie d'un solide qui se déplace dans le vide. En particulier elle met en évidence une pseudo-masse et un pseudo centre de gravité.

Les principaux résultats peuvent se résumer ainsi qu'il suit :

1. *Notations.* — Nous utilisons des axes rectangulaires Ox, Oy liés au profil (O est le centre du profil, Ox son premier axe) et nous désignons par l, m les composantes, sur ces axes, de la vitesse de O par rapport à un système fixe O_1x_1, O_1y_1. L'angle $\widehat{O_1x_1, Ox}$ est désigné par θ et nous posons $d\theta/dt = \omega$.

Ces notations sont celles de J. Pérès (*Cours de Mécanique des fluides*) et celles du fascicule CXXXV du *Mémorial des Sciences mathématiques*. Dans ces Ouvrages le lecteur trouvera les expressions des efforts dont nous indiquons, ci-après, la transformation.

2. *La résultante générale.* — On peut définir une constante μ en général complexe et un point G, fixe par rapport au profil, tels que l'affixe de la résultante générale soit $\mu\gamma_G$, où γ_G est l'affixe de l'accélération de G.

Ceci est valable pour une circulation *nulle*; pour une circulation constante Γ il suffit d'ajouter la force de Joukowsky *calculée au foyer du profil et appliquée en ce point.*

3. *Le moment résultant.* — Il existe une droite (Δ) liée au profil et pour tout point Q, de cette droite, on peut écrire la formule

$$\overrightarrow{\mathfrak{M}_Q} = \overrightarrow{V_Q} \wedge \overrightarrow{\mu V_G} + \frac{d}{dt}[\mu\overrightarrow{QG} \wedge \overrightarrow{V_Q} + I_Q\vec{\omega}]$$

qui donne le moment résultant pour la partie des efforts qui ne dépend pas directement de la circulation.

($\overrightarrow{\mu V_G}$ est le vecteur ayant pour affixe μV_G.)

I_Q, qui ne dépend que du profil et du point Q, est le pseudo-moment d'inertie; il n'est défini que pour un point Q de (Δ) et il est *réel*.

4. *Profils à centre de portance*. — Dans ce cas μ est également réel et de plus I_Q est défini pour un *point quelconque* du plan du profil. On a même la relation

$$I_Q = I_G + \mu \overline{QG}^2.$$

En conséquence pour tous les mouvements à circulation nulle d'un profil à centre de portance les éléments de réduction, en G, du torseur des efforts aérodynamiques sur le profil

$$\mu \frac{d^2\overrightarrow{G}}{dt^2}, \qquad I_G \frac{d\overrightarrow{\omega}}{dt}$$

ont la même forme que pour un solide plan (pour les profils usuels μ est négatif et I_G positif).

Pour une circulation constante il suffit d'ajouter la force de Joukowsky relative au foyer du profil.

5. *Une généralisation du théorème de Joukowsky*. — Les notions introduites permettent de donner la généralisation suivante :

A tout profil à pointe, on peut attacher une transformation homographique qui fait correspondre au centre instantané de rotation I un point J dont la vitesse, d'affixe V_j, est telle que la résultante générale des efforts du fluide sur le profil soit $i\rho V_j \Gamma$ pour tout mouvement à circulation constante Γ différente de zéro.

(*) Séance du 20 avril 1960.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Numéros atomiques des éléments de la matière.* Note (*) de Mlle **Rose Aynard**, présentée par M. Louis de Broglie.

En me basant sur ma nouvelle classification [1] des éléments de la matière, je peux donner une formule permettant d'obtenir tous les Z (numéros atomiques) du n° 1 au n° 113, étant donné sept nombres, soit

$$Z = 2n^2(L+1) + 2(n-1)^3 m + s + p + d + f,$$

TABLEAU I.

n.	L.	*m.*	*s.*	*p.*	*d.*	*f.*	Z.
0...	*n*	L − 1/2	0	0	0	0	1
			0	0	0	0	2
1...	*n* − 1	L	+1, +2	0	0	0	3, 4
			0	+1 à +5	0	0	5 à 9
			0	0	0	0	10
2...	*n* − 2	1 − L	+1, +2	0	0	0	11, 12
			0	+1 à +5	0	0	13 à 17
			0	0	0	0	18
			+1, +2	0	0	0	19, 20
			0	0	+1, +2, +3	0	21, 22, 23
	n − 3	L	−1, +1	0	+2	0	24, 25
			0	0	+1, +2, +3	0	26, 27, 28
			−1, +1	0	+2	0	29, 30
			0	+1 à +5	0	0	31 à 35
			0	0	0	0	36
			+1, +2	0	0	0	37, 38
			0	0	+1, +2	0	39, 40
3...	*n* − 2	1 − L	−1	0	+2 à +6	0	41 à 45
			−1	0	+2	0	46
			+1, +2	0	0	0	47, 48
			0	+1 à +5	0	0	49 à 53
			0	0	0	0	54
			+1, +2	0	0	0	55, 56
			0	0	+1	0 à +14	57, 58 à 71
	n − 1	2 − L	0	0	+1 à +6	0	72 à 77
			−1	0	+2, +3	0	78, 79
			+1	0	0	0	80
			0	+1 à +5	0	0	81 à 85
			0	0	0	0	86
			+1, +2	0	0	0	87, 88
			0	0	+1	0	89
4...	*n* − 4	1 − L	0	0	0	+1 à +14	90 à 103
			0	0	+1 à +7	0	104 à 110
			−1, +1	0	+2	0	111, 112
			0	+1	0	0	113

ces nombres étant soumis toutefois à la règle du tableau I. s, p, d, f désignent les électrons de ce nom.

On voit (tableau I) que pour les éléments pris dans l'ordre croissant par leurs (s, p) des couches externes 1, 2, 3 et 4, on a des sous-couches au nombre de trois pour les couches 1 et 2 et pour les trois subdivisions : $n - 3$, $n - 2$, $n - 1$ de la couche 3, et pour la couche 4 également; tandis que pour les éléments pris dans l'ordre croissant par leurs électrons (d, f) des couches internes de 3 à 7 et commençant à partir de la subdivision $n - 3$ de la couche 3, on voit que chaque sous-couche, pour chaque subdivision, est au nombre de sept [2].

(*) Séance du 4 avril 1960.

[1] R. AYNARD, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2165.

[2] R. AYNARD, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2804.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Formulation de la Mécanique statistique quantique en fonction des nombres d'occupation.* Note (*) de MM. **Roger Balian, Claude Bloch** et **Cyrano De Dominicis**, transmise par M. Francis Perrin.

L'introduction d'un potentiel self-consistant, l'emploi de diagrammes en représentation dépendant du temps entre o et β, et l'application d'un théorème algébrique sur les opérateurs de création et d'absorption, permettent d'exprimer simplement les grandeurs thermodynamiques en fonction du nombre d'occupation pour un système quantique.

Nous établissons un développement du potentiel de Gibbs A et des grandeurs thermodynamiques pour un système quantique de particules en interaction, en fonction du nombre d'occupation de chaque état, dans une représentation en diagrammes qui diffère de celle de Lee et Yang [1]. Nous prenons, pour fixer les idées, un système de fermions dans un volume infini. Les états individuels non perturbés sont les états d'impulsion k; l'interaction conserve l'impulsion.

Nous partons du développement en perturbations [2] de A, dans la représentation (I) en diagrammes vide-vide connexes dans la formulation dépendant du temps entre o et β. Procédons par analogie avec le cas trivial d'un système de particules indépendantes dans un potentiel $\mathcal{W}_k$ pris comme perturbation; les diagrammes connexes sont alors des « colliers » d'impulsion k joignant entre eux les points représentant les interactions avec le champ externe $\mathcal{W}_k$; l'introduction de $\mathcal{W}_k$ en tant que potentiel self-consistant suffit à les ressommer, et transforme le facteur statistique f_k^- en le nombre d'occupation.

Relativement à chacune des impulsions k y apparaissant plusieurs fois, un diagramme est un collier de parties propres d'impulsion k jointes par des lignes k montantes ou descendantes, à chacune desquelles est attaché un facteur statistique $f_k^\pm$. Pour calculer la somme des contributions des diagrammes connexes obtenus en joignant, pour chaque impulsion k, les parties propres k en tous les colliers possibles, on démontre *un théorème algébrique de désenchevêtrement* de paires d'opérateurs (correspondant aux entrées et sorties de chaque partie propre pour chaque impulsion k). La nouvelle représentation (II) en diagrammes, qui résulte de l'application de ce théorème, diffère de (I) par les points suivants : chaque diagramme est composé de une ou plusieurs parties vide-vide connexes, ou *bulles composées*, à l'intérieur desquelles les lignes de même impulsion k sont toutes de même sens; une même impulsion peut être commune à des lignes appartenant à diverses bulles composées, ce qui établit une corrélation entre celles-ci (de façon simplement connexe); on attache à chaque impulsion k, lorsqu'elle figure dans une seule bulle composée, *un seul* facteur statistique $f_k^\pm$ suivant le sens des lignes k, et à chaque impulsion k

figurant dans n bulles composées la dérivée $(n-1)^{\text{ième}}$ de f_k^- par rapport à ε_k.

L'introduction d'un potentiel self-consistant $\mathcal{W}_k$ est un moyen commode pour effectuer la ressommation; on aboutit à une représentation (III_a) dépendant du « temps » entre o et β, analogue à (II), mais où chaque diagramme ne comporte *qu'une seule bulle composée*, *un seul* facteur statistique $\mathcal{F}_k^{\pm}$ étant attaché à *l'ensemble* des lignes d'impulsion k (toutes montantes ou toutes descendantes). $\mathcal{W}_k$ figure, d'une part dans les $\mathcal{F}_k^{\pm}$, d'autre part, dans les propagateurs libres $e^{-(\varepsilon_k-\mathcal{W}_k)(u_1-u_2)}$ attachés à une ligne allant de u_2 à u_1, et comme potentiel externe $-\mathcal{W}_k$; ces deux dernières dépendances se compensent exactement ici, ce qui conduit à la représentation (III_b) dans laquelle $\mathcal{W}_k$ n'apparaît plus que dans les facteurs statistiques $\mathcal{F}_k^{\pm}$. Si ϖ est la contribution totale des diagrammes connexes vide-vide dans (III_b), considérée comme fonctionnelle de $\mathcal{F}_k^-$, on a plus précisément

(1) $$A = \beta^{-1}\int d\mathbf{k}\log\mathcal{F}_k^+ - \int d\mathbf{k}\,\mathcal{F}_k^-\mathcal{W}_k + \varpi,$$

(2) $$\mathcal{W}_k = \frac{\partial\varpi}{\partial\mathcal{F}_k^-},$$

(3) $$\mathcal{F}_k^- = 1 - \mathcal{F}_k^+ = [1 + \exp(-\alpha + \beta\varepsilon_k + \beta\mathcal{W}_k)]^{-1}.$$

En plus du terme $\int d\mathbf{k}\,\mathcal{F}_k^-\,\varepsilon_k$, l'énergie moyenne est représentée par des diagrammes dont l'interaction la plus basse est fixée au point o.

L'application du théorème de désenchevrêtrement au propagateur relatif à l'impulsion k, défini par le produit ordonné

(4) $$G_k(u-v) = \langle T(e^{uH}\eta_k e^{-uH})(e^{vH}\eta_k^+ e^{-vH})\rangle \qquad (0 < u \text{ et } v < \beta)$$

et l'introduction de $\mathcal{W}_k$, permettent de l'exprimer également dans la représentation (III) en diagrammes ouverts, avec entrée en v et sortie en u, l'itération des parties propres k se faisant par des lignes k toutes de même sens. Lorsque $v = 0$ et $u - v = +0$, G_k se réduit au terme $\mathcal{F}_k^+$, de sorte que le facteur statistique $\mathcal{F}_k^-$ n'est autre que le nombre d'occupation $\langle\eta_k^+\eta_k\rangle$ de l'état d'impulsion k. La représentation (III) exprime donc les *grandeurs thermodynamiques en fonction des nombres d'occupation de chaque état.*

La ressommation qui a conduit à ce résultat montre qu'une partie de l'interaction entre particules équivaut à un potentiel self-consistant $\mathcal{W}_k$ dont l'introduction dans le nombre d'occupation non perturbé f_k^- le transforme en le vrai nombre d'occupation $\mathcal{F}_k^-$. Le développement (III) doit être équivalent à celui de Lee et Yang [1]; l'équation (2) fournit aussi une condition de stationnarité de A par rapport à $\mathcal{F}_k^-$. Mais c'est la quantité $\exp(-\beta\varepsilon_k - \beta\mathcal{W}_k) - \exp(-\beta\varepsilon_k)$ qui est représentée chez eux en diagrammes ouverts, alors que nous exprimons le potentiel self-consistant $\mathcal{W}_k$ en diagrammes vide-vide, analogues à ceux qui représentent

l'énergie de Fermi ([3]), mais dans une formulation dépendant du temps. D'autre part, le *potentiel chimique n'apparaît explicitement ici que dans l'expression* (3) *du nombre d'occupation.*

(*) Séance du 11 avril 1960.

([1]) T. D. LEE et C. N. YANG, *Phys. Rev.*, 1960 (sous presse).

([2]) C. BLOCH et C. DE DOMINICIS, *Nuclear Physics*, 7, 1958, p. 459.

([3]) N. M. HUGENHOLTZ et L. VAN HOVE, *Physica*, 24, 1958, p. 363.

(*Service de Physique mathématique, Centre d'Études nucléaires de Saclay.*)

THERMOCINÉTIQUE. — *Étude expérimentale de l'influence de la pression sur les résistances thermiques de contact.* Note (*) de MM. Henri Cordier et René Maimi, transmise par M. Gustave Ribaud.

1. Nous nous sommes proposés d'étudier l'influence des divers paramètres qui peuvent intervenir dans la perturbation qu'apporte aux transferts de chaleur par conduction la présence d'un contact imparfait entre éléments accolés.

Cette perturbation se manifeste par un saut de température entre les surfaces en contact, d'autant plus grand que la densité de flux de chaleur qui traverse la coupure est grande.

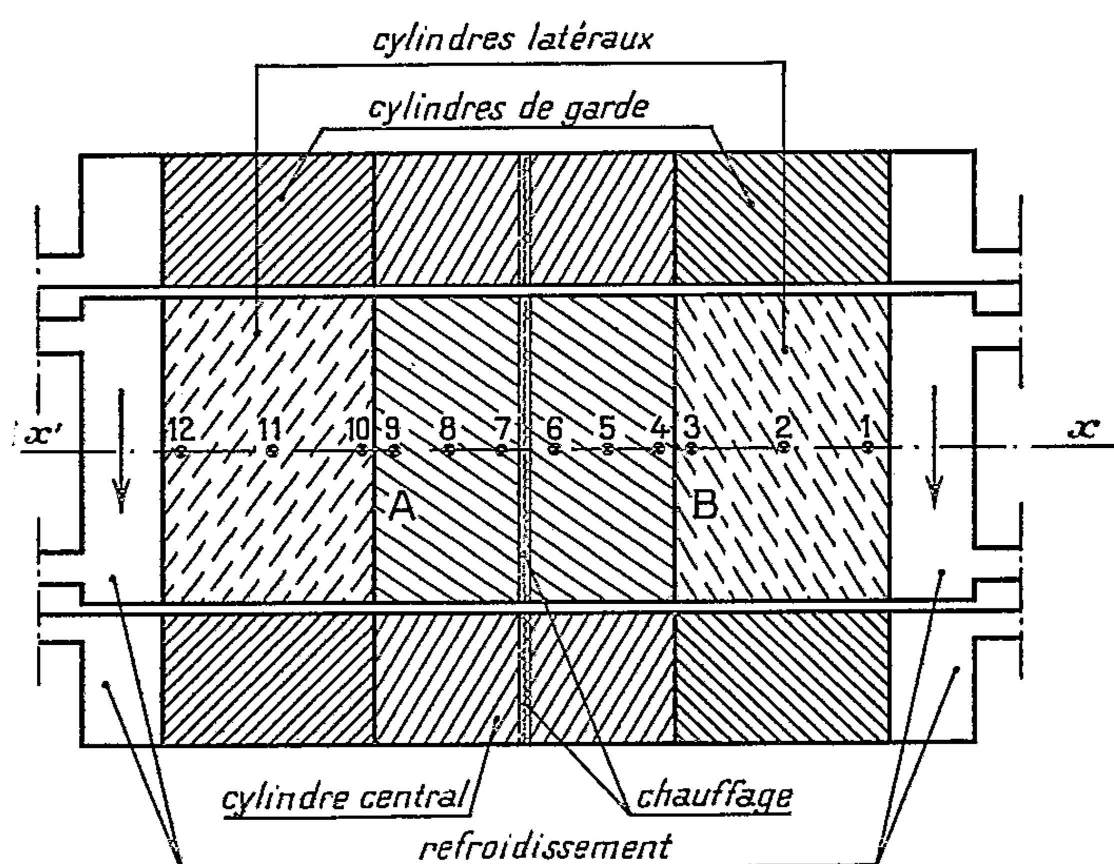


Fig. 1.

Pour pouvoir caractériser numériquement l'imperfection du contact et l'introduire dans les conditions aux limites d'un problème de conduction, on est conduit à définir une résistance thermique de contact [1] égale au rapport du saut de température à la densité de flux. Cette résistance thermique peut dépendre des conditions géométriques et mécaniques de contact (états de surface, pression, etc.) ainsi que des conditions thermiques (température moyenne sur la coupure, grandeur du flux de chaleur, etc.).

La difficulté de l'étude expérimentale de ce phénomène réside dans le fait qu'il est extrêmement malaisé de réaliser des surfaces de contact parfaitement reproductibles et que, comme dans la plupart des problèmes de conduction, la valeur élevée des constantes de temps des dispositifs étudiés rend l'expérimentation extrêmement longue si l'on veut opérer en régime thermique établi.

2. Dans le montage que nous avons réalisé, un cylindre central serré entre deux cylindres latéraux de même diamètre est chauffé électriquement dans son plan médian. Les extrémités des cylindres latéraux sont refroidies par une circulation d'eau. L'utilisation de cylindres de garde disposés en manchon autour du dispositif principal, permet de réaliser un écoulement unidimensionnel de chaleur le long de l'axe $x'x$.

Des thermocouples (n°s 1 à 12), logés dans des cavités radiales de petit diamètre, permettent la détermination des répartitions de température suivant $x'x$, dont les extrapolations jusqu'aux coupures A et B donnent la valeur des sauts de température correspondants.

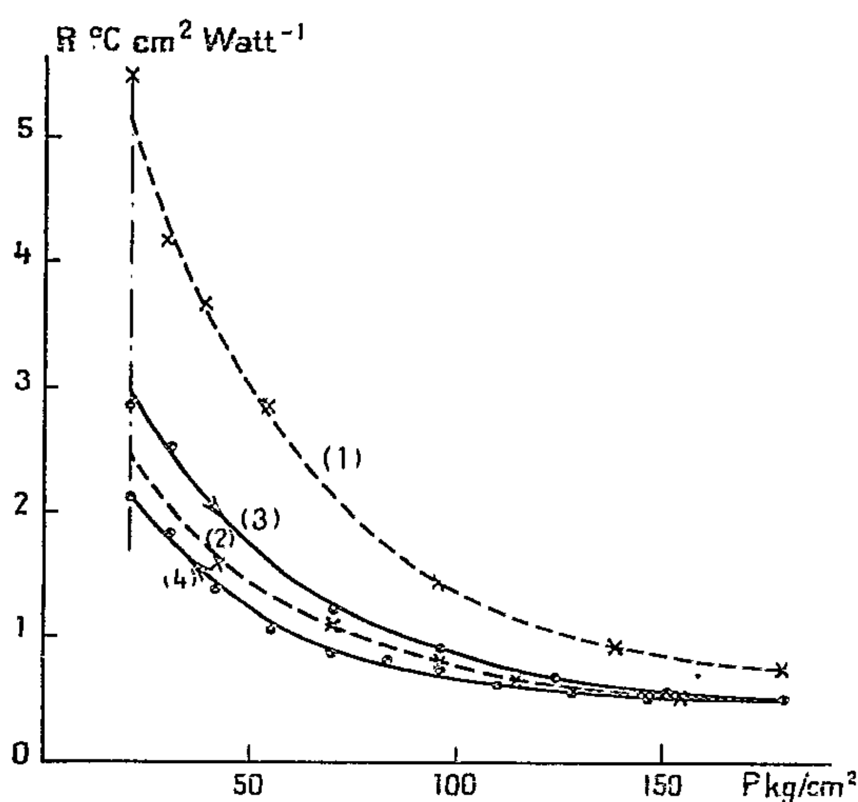


Fig. 2.

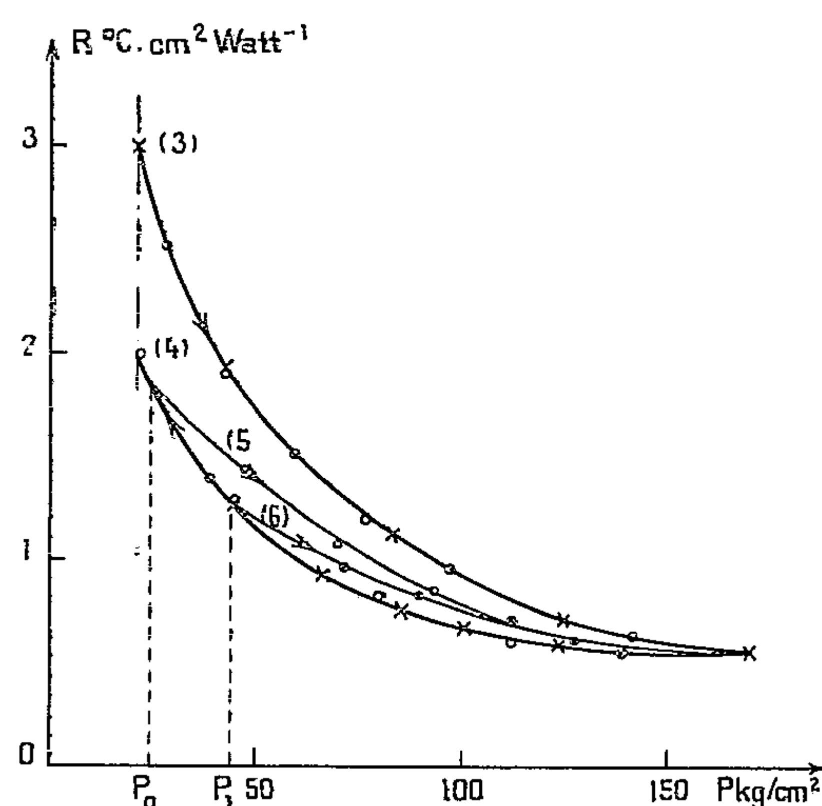


Fig. 3.

La connaissance des gradients de température dans le cylindre central de part et d'autre du chauffage, permet en outre de déterminer les densités de flux sur les coupures A et B à partir du flux total dissipé, sans avoir à connaître la valeur de la conductivité des matériaux.

3. Dans nos expériences les densités de flux de chaleur traversant la coupure étaient de l'ordre de 0,5 W/cm² et les températures moyennes de l'ordre de 20° C. Les pressions variaient entre 0 et 180 kg/cm². Pour les différents états de surface étudiés, le phénomène a toujours conservé le caractère général que nous décrivons ci-dessous, dans le cas particulier du contact entre un cylindre en acier Thomas et un cylindre de laiton UZ 39 Pb 2.

La face du cylindre en acier avait subi un dressage suivi d'un polissage et ses aspérités ne dépassaient pas 3 μ, tandis que la face en laiton n'avait subi qu'un simple dressage au tour et présentait ainsi des aspérités susceptibles de subir des écrasements dans les opérations ultérieures de mise sous pression (écrasements constatés au microscope à l'issue des essais).

4. Dans la série d'expériences dont les résultats sont représentés sur la

figure 2, les mesures de résistance thermique ont été effectuées pour des pressions croissant par paliers de 20 kg/cm² environ entre 0 et 180 kg/cm², puis décroissant dans des conditions analogues. Les mesures étaient effectuées à la cadence d'une toutes les heures environ.

Les courbes (1) et (2) sont relatives à la première compression et à la première décompression et correspondent à une adaptation des surfaces en présence.

Les courbes (3) et (4) sont relatives à toutes les compressions et décompressions ultérieures.

On constate ainsi que dans ces cycles de compression et de décompression il existe deux valeurs possibles de la résistance de contact pour une pression donnée selon qu'on atteint cette pression à partir de la valeur minimale ou à partir de la valeur maximale.

Lorsqu'on réalise des cycles de compressions et décompressions avec une valeur minimale de pression comprise entre 0 et 180 kg/cm² (p_0 ou p_1 sur la figure 3) la valeur maximale étant toujours 180 kg/cm², on obtient des courbes telles que (5) et (6), comprises entre les courbes (3) et (4).

On constate ainsi que pour un système qui est susceptible de subir des pressions comprises entre deux limites extrêmes (ici 0 et 180 kg/cm²) la résistance de contact peut prendre, selon la façon dont la pression est obtenue, une valeur comprise entre deux limites bien définies.

Dans le cas présent, l'amplitude du domaine correspondant atteint environ 30 % de la valeur minimale.

Nos résultats apportent ainsi des précisions nouvelles sur l'influence de la pression qui n'avait été étudiée jusqu'ici que pour une seule compression ou seul cycle compression-décompression [2] et [3].

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) VERNOTTE, *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 224.

(2) A. ASCOLI et E. GERMAGNOLI, *Energia nucleare*, 3, n° 2, 1956, p. 118.

(3) WOLFGANG HELD, *Allgemeine Wärmetechnik Jahrgang* 8, n° 1, 1957.

ÉLECTRONIQUE. — *Application de la méthode des graphes de transfert à l'étude d'alimentations stabilisées.* Note (*) de MM. Étienne Cassignol et Jean Lagasse, transmise par M. Charles Camichel.

La méthode des graphes de transfert [1] constitue un moyen d'investigation intéressant dans le domaine des circuits électriques. Les auteurs l'appliquent à l'étude de deux types d'alimentations stabilisées et font ressortir l'équivalence des régulateurs série et parallèle. Ils justifient ensuite le choix du schéma bloc d'une alimentation stabilisée à large gamme de réglage de la tension de sortie.

Les schémas physiquement exacts des stabilisateurs de tension continue à chaîne fermée des types série et parallèle sont représentés respectivement par les figures 1 *a* et 2 *a*. La simple considération de ces schémas et des relations entre grandeurs permet de déduire les graphes de transfert de ces deux types de régulateurs que nous avons figurés en 1 *b* et 2 *b*. La réduction de ces graphes initiaux s'effectue par la méthode classique d'élimination des nœuds et conduit aux résidus des figures 1 *c* et 2 *c*.

Ceux-ci comportent une source $V_e - RI_s$ dont les variations constituent les perturbations dynamiques auxquelles peut être soumise une alimentation stabilisée, une deuxième source V_r qui représente la tension de référence, un puits V_s, tension de sortie du régulateur et un nœud intermédiaire *e* que nous avons conservé sur les graphes réduits parce qu'il met en évidence le rôle de détecteur d'écart de l'étage d'entrée du préamplificateur.

Ces deux graphes présentent une même topologie et ils deviennent absolument identiques si l'on pose

$$G_v = \frac{R}{r_e + r_0} G_c,$$

G_c étant le gain en courant de l'amplificateur du régulateur série, G_v le gain en tension de l'amplificateur du régulateur parallèle.

Lorsque cette condition est remplie les régulateurs des types série et parallèle sont donc équivalents. Les deux graphes réduits ainsi déterminés conduisent à un même schéma-bloc (*fig.* 3) dont l'étude est peut-être plus familière aux spécialistes des systèmes asservis.

On a alors

$$G = -\left(G_v + \frac{R}{r_e + r_0}\,\frac{r_2}{r_1 + r_2}\right) = -\frac{R}{r_e + r_0}\left(G_c + \frac{r_2}{r_1 + r_2}\right);$$

$$H = \frac{r_2}{r_1 + r_2}; \qquad H_1 = -\frac{r_1 r_2}{(r_1 + r_2)(r_e + r_0)}; \qquad H_2 = -\left(\frac{R}{Z_0} + \frac{R}{r_1 + r_2}\right).$$

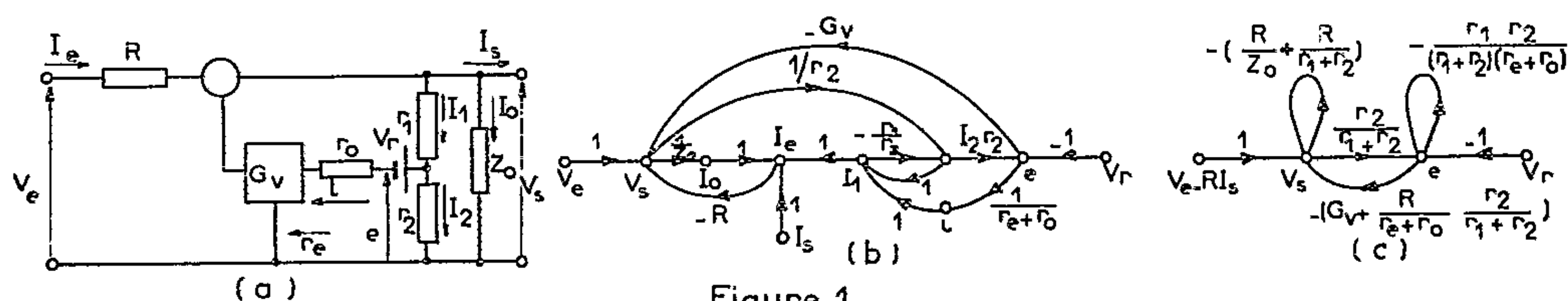
La plupart des schémas-blocs utilisés en pratique pour représenter les alimentations stabilisées ne comportent pas les boucles propres des nœuds *e* et V_s de gains respectifs H_1 et H_2.

La suppression de ces boucles propres sur les résidus des figures 1 *c* et 2 *c* ne présente d'ailleurs aucune difficulté. Il suffit en effet :

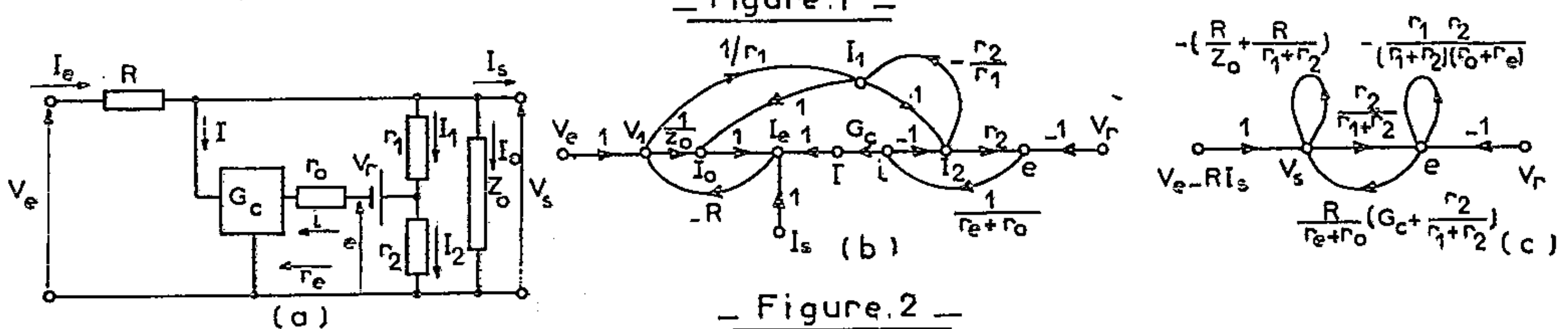
— d'une part, de diviser la transmittance G de la chaîne directe par le produit des différences en retour correspondant aux boucles propres H_1 et H_2. Le gain de la chaîne directe devient alors

$$G' = \frac{G}{(1 - H_1)(1 - H_2)};$$

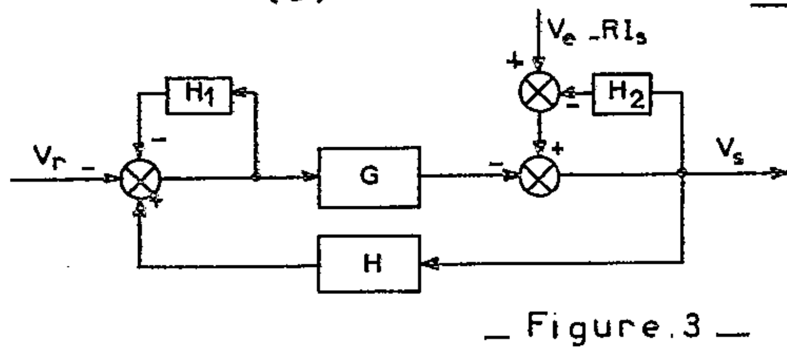
— d'autre part, de réduire les perturbations dues aux variations de la



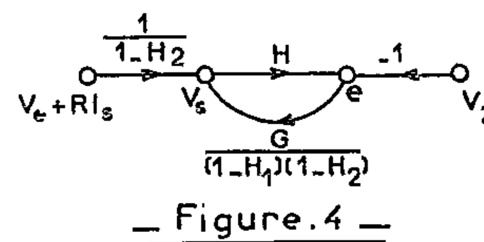
— Figure 1 —



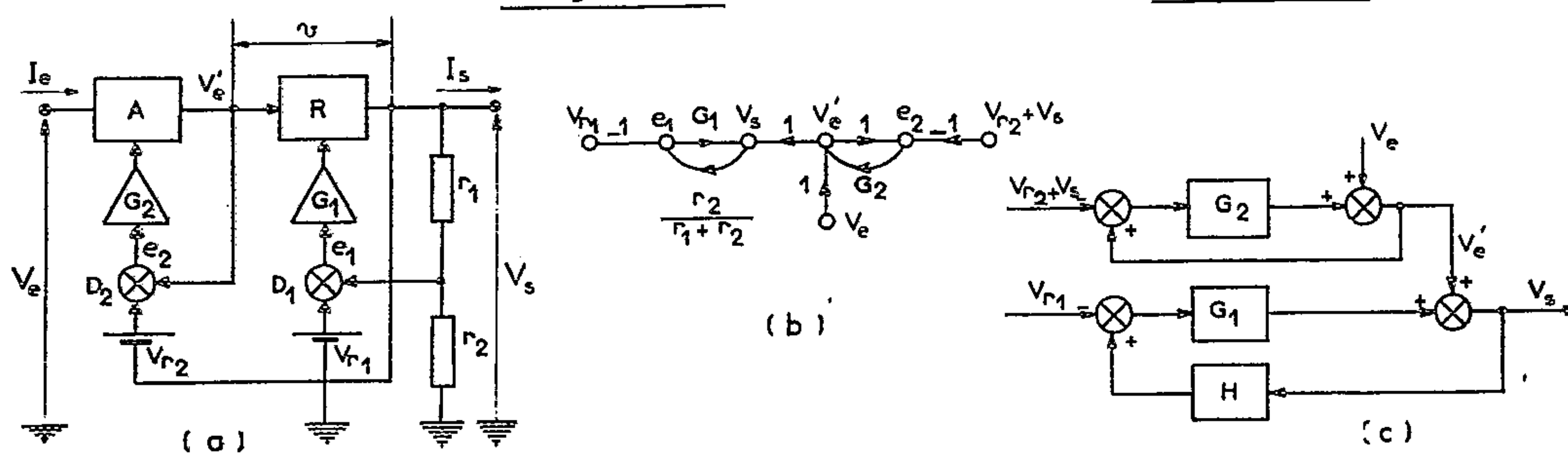
— Figure 2 —



— Figure 3 —



— Figure 4 —



— Figure 5 —

tension d'entrée V_e et de la charge I_s dans le rapport $1/(1 - H_2)$, correspondant à la différence en retour de la boucle propre de gain H_2.

Le graphe réduit des alimentations stabilisées des types série et parallèle peut alors être représenté comme sur la figure 4 qui conduit à un schéma bloc tout à fait classique comportant uniquement la chaîne directe et la chaîne de réaction.

On en déduit les transmittances caractéristiques des alimentations stabilisées :

— celle T_r qui caractérise le fonctionnement en régulateur, en l'absence de perturbation :

$$T_r = \frac{G}{1 - H_1 - H_2 - GH + H_1 H_2};$$

— le coefficient de régulation amont :

$$A = \frac{1 - H_1}{1 - H_1 - H_2 - GH + H_1 H_2};$$

— le coefficient de régulation aval ou résistance de sortie :

$$R_s = \frac{R(1 - H_1)}{1 - H_1 - H_2 - GH + H_1 H_2}.$$

Nous avons également appliqué la méthode des graphes de transfert à l'étude d'une alimentation stabilisée à large bande de tension de sortie (²) et à la recherche du schéma bloc correspondant. Le montage simplifié d'une telle alimentation est représenté sur la figure 5 *a*. R est le régulateur série dont la tension aux bornes v est maintenue pratiquement invariable par action sur les organes de transformation de la tension alternative du réseau ou sur les organes de redressement de cette même tension, A étant l'élément correspondant. V_{r_1} et V_{r_2} constituent les deux sources de référence des deux chaînes de réaction de ce type d'alimentation.

On est conduit alors très simplement au graphe de transfert de la figure 5 *b* duquel on déduit le schéma bloc 5 *c* d'un tel type d'alimentation.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(¹) S. J. Mason, *Proc. Inst. Radio Engrs*, septembre 1953 et juillet 1956.

(²) G. Giralt et J. Lacasse, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 91.

(*Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique industrielle, 4, boulevard Riquet, Toulouse.*)

PHYSIQUE DES PLASMAS. — *Oscillations et diffusion dans les plasmas faiblement ionisés.* Note (*) de MM. Jean-François Bonnal, Georges Briffod et Claude Manus, transmise par M. Francis Perrin.

La diffusion des particules d'un plasma faiblement ionisé est observée dans une direction perpendiculaire au champ magnétique. Au-dessus d'une certaine valeur de ce champ, des oscillations apparaissent et le régime de fuite des particules est fortement augmenté.

Le but de la présente Note est de signaler un certain nombre de résultats obtenus au cours d'une recherche portant sur les phénomènes d'oscillations dans les plasmas faiblement ionisés et leur répercussion sur le mécanisme de diffusion perpendiculairement au champ magnétique. D. Bohm ([1]) a été le premier à signaler l'existence d'un tel mécanisme, auquel il a donné le nom de « drain ». Des observations ont été effectuées par B. Lehnert ([2]), ([3]) et, très récemment par T. K. Allen et al. ([4]), sur des décharges à colonne positive. Nous avons orienté nos recherches sur une décharge de type « Pig Reflex » dans laquelle la diffusion est non ambipolaire ([5]).

Expérimentation. — Il s'agit d'une colonne cylindrique de plasma de longueur 10 cm, de diamètre 3 cm. La pression est réglable de 10^{-3} à 10^{-1} mm Hg. Le champ magnétique parallèle à l'axe du cylindre peut varier de 0 à 1500 gauss. Les premières mesures ont été effectuées avec de l'hydrogène. Les sondes de mesure sont placées dans le plan de symétrie perpendiculaire à l'axe de la décharge afin d'éviter tout effet parasite de dérive longitudinale.

Les vitesses relatives entre particules chargées et les taux d'ionisation η sont tels ($10^{-5} < \eta < 10^{-3}$) que les collisions sont binaires, avec prépondérance des interactions (ion-molécule) et (électron-molécule).

La figure 1 représente la variation de la densité locale des ions en dehors de la colonne de plasma en fonction du champ magnétique pour trois pressions différentes.

A chaque pression correspond une valeur du champ magnétique dit critique tel que :

1° Pour $B < B_{crit}$, la loi de la diffusion perpendiculaire provoquée par chocs binaires est vérifiée aussi bien en ce qui concerne la dépendance vis-à-vis du champ magnétique que de la pression, c'est-à-dire :

$$(1) \qquad D_{T}^{+} = \frac{D_{\parallel}^{+}}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \qquad \text{où} \quad D_{\parallel}^{+} = \frac{\lambda^+ v^+}{3} \qquad \text{avec} \quad \omega_c = \frac{eB}{m_+} \qquad \text{et} \qquad \tau = \frac{\lambda^+}{v^+};$$

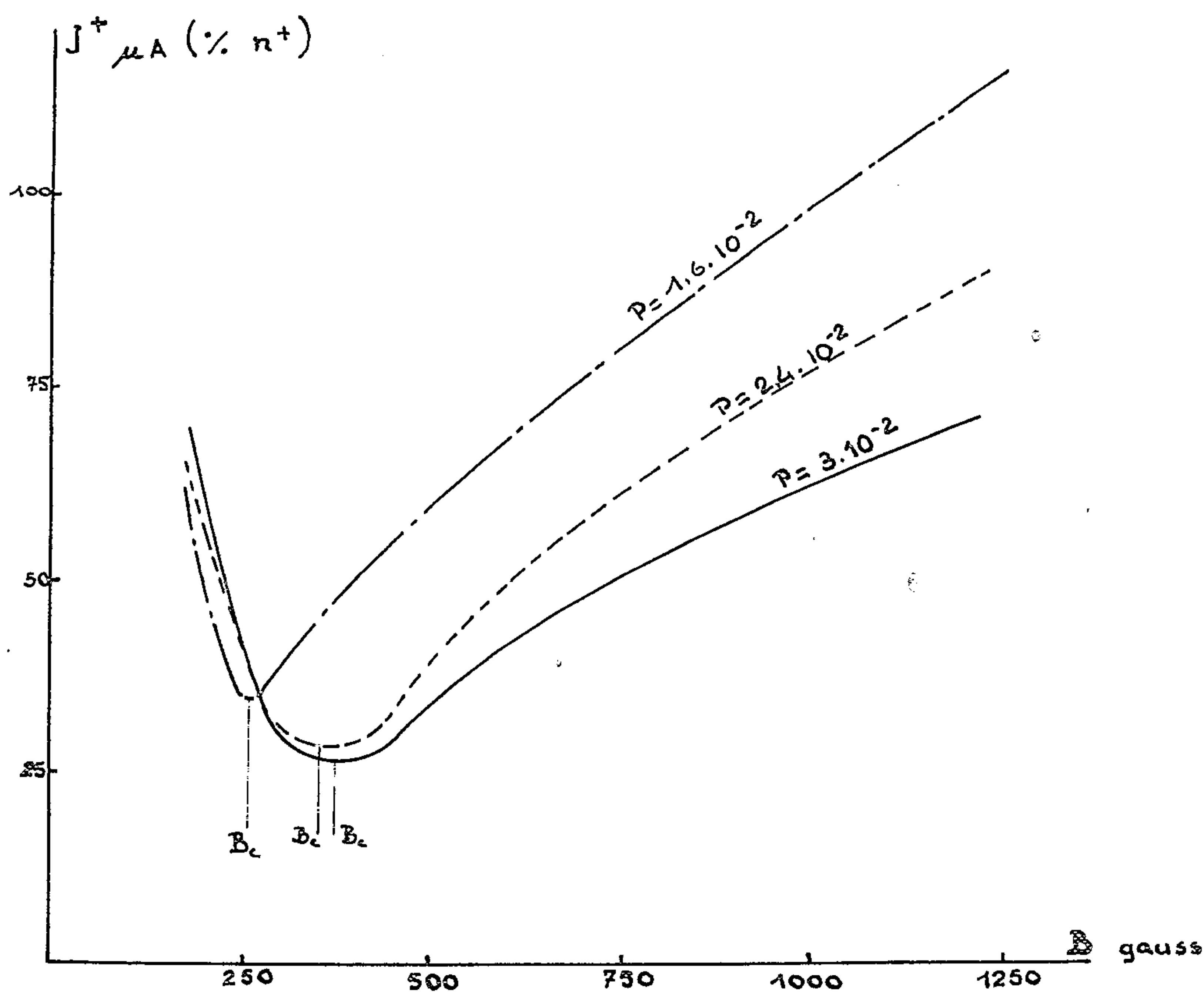
$D_{\parallel}^{+}$ représente le coefficient de diffusion longitudinal des ions;
D_{T}^{+} est le coefficient de diffusion des ions transverse au champ magnétique;
λ^+ est le libre parcours moyen de collision entre ion et particule neutre.

On sait que la densité n^+ (*fig.* 1) est une grandeur proportionnelle à D_{T}^{+}.

2° Pour $B > B_{crit}$, la loi (1) cesse d'être vérifiée : le flux de fuite des particules augmente avec le champ B et décroît avec la pression. Il ne s'agit plus alors de diffusion à proprement parler mais de « drain » ([1]).

De la figure 1 on peut déduire que B critique croît avec la pression.

On constate au moyen de sondes que l'apparition des oscillations pour $B > B_{crit}$ entraîne une augmentation de la température électronique



conjointement à une diminution de la densité dans la décharge. Le passage au champ magnétique critique s'accompagne d'une brusque augmentation du niveau de bruit de la décharge de l'ordre de 30 dB. Ce niveau varie peu avec le champ magnétique pour les valeurs de $B < B$ critique. Les premières analyses spectrales du bruit ont montré que le spectre est très étendu et englobe la fréquence cyclotronique des électrons ainsi que la fréquence plasma.

Pour B = 1200 gauss, f_c (électrons) = 3 400 Mc, f (plasma) = 1300 Mc/s. Le bruit est observé dans une bande comprise entre 100 et 12 000 Mc/s.

Le parallélisme qu'on peut établir entre les observations de B. Lehnert ([2]), ([3]) et de T. K. Allen et al. ([4]) et nos propres mesures tendent à suggérer que le champ magnétique critique et l'effet des oscillations sur le mécanisme de fuite des particules dans les milieux faiblement ionisés semblent posséder un certain caractère de généralité.

Interprétation. — L'apparition d'oscillations pour une valeur déterminée du champ magnétique peut être justifiée soit au moyen :

1° d'une explication dérivée de celle de W. P. Allis (6). Il s'agirait alors du déblocage des conditions de propagation réalisé pour une certaine valeur du champ magnétique. En effet, W. P. Allis a suggéré que les oscillations dans les décharges étaient produites par les électrons traversant la région du maximum de densité du plasma qui se trouve précisément au voisinage de la cathode. On était en droit de supposer que la propagation de ces oscillations à travers le plasma pourrait être profondément affectée par la valeur du champ magnétique et qu'en particulier il existât une valeur critique du champ au-dessus de laquelle les conditions de propagation fussent fortement augmentées.

Une étude théorique basée sur cet aspect nous a montré que cette hypothèse dans notre cas ne justifie pas les phénomènes observés.

2° Une étude est en cours actuellement pour tenter de situer ce phénomène dans le cadre des théories des micro-instabilités développées par un certain nombre d'auteurs (7), (8), (9).

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) D. Bohm, *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields*, 1949, p. 65.
(2) B. Lehnert, *Conférence de Genève*, 1958, p. 146.
(3) F. C. Hoh et B. Lehnert, *Conférence d'Uppsala*, 1959.
(4) T. K. Allen et al., *U. C. R. L.*, 8887, p. 92 et *U. C. R. L.*, 9002, p. 90.
(5) A. Simon, *Conférence de Genève*, 1958, p. 366.
(6) W. P. Allis, *Electronics Wave guides*, 1958, p. 149.
(7) E. S. Weibel, *Letters Phys. Rev.*, 2, 3, 1959, p. 83.
(8) E. G. Harris, *Letters Phys. Rev.*, 2, 2, 1959, p. 34.
(9) D. Pfirsch et L. Biermann, *Z. Naturforchung*, janvier 1960, p. 10 et 14.
(10) R. J. Bickerton, *Proc. Phys. Soc.*, 70, n° 3, 1957, part B, p. 305.

SPECTROSCOPIE. — *Observation de nouvelles raies excitoniques dans le spectre d'absorption du chlorure cuivreux à 4,2° K.* Note (*) de MM. René Reiss et Serge Nikitine, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'étude du spectre d'absorption de lames de ClCu obtenues par évaporation sous vide a permis d'obtenir à 4,2° K des raies d'absorption nouvelles, dans le proche ultraviolet. Ces raies peuvent se classer en deux séries excitoniques : la série de raies fines et la série de raies diffuses. Les spectres de réflexion correspondants ont également été étudiés, et une explication de l'existence des deux séries est suggérée.

Le spectre d'absorption de lames minces de ClCu a été étudié récemment à 77° K ([1]). Deux raies d'absorption intenses (3 849 et 3 765 Å) avaient été obtenues dans le proche ultraviolet. Ces résultats ont été confirmés par Coelho ([2]) à 88° K, avec toutefois un déplacement spectral des raies d'une vingtaine d'angströms vers les courtes longueurs d'onde.

L'étude du spectre de réflexion avait également permis de mettre en évidence des bandes de rayons restants correspondant à peu près aux raies d'absorption, et suivis, du côté des courtes longueurs d'onde, de minimums quasi nuls de lumière réfléchie appelée « rayons manquants » ([1]).

Nous avons repris l'étude de ces spectres à 4,2° K. Des lames de quelques dixièmes de micron d'épaisseur ont permis d'observer les mêmes raies, qui subsistent seules dans le spectre d'absorption. Elles se situent à 3 870 et 3 785 Å, avec un déplacement d'une vingtaine d'angströms vers les grandes longueurs d'onde par rapport aux résultats à 77° K. Par réflexion, le spectre de ces lames présente deux maximums de lumière réfléchie dont la longueur d'onde correspond à 1 Å près à celle des raies d'absorption, ainsi que des rayons manquants de plus courte longueur d'onde, et des franges d'interférences.

Des lames d'une épaisseur de l'ordre du micron ont permis d'observer par transmission, outre les deux raies précédemment citées, cinq raies nouvelles de plus faible intensité (3 685, 3 677, 3 657, 3 621 et 3 593 Å). Les deux premières forment un doublet de raies d'inégale intensité, de 3 à 4 Å de large. La troisième, d'une largeur d'environ 14 Å, pourrait être un ensemble de raies non résolues. Les deux dernières, d'une douzaine d'angströms de large, se superposent à un fond continu d'absorption qui débute vers 3 630 Å. La figure 1 représente la courbe densitométrique d'une photographie du spectre.

La forme et l'intensité des diverses raies sont assez différentes et suggèrent l'existence de deux séries de raies : une série de raies fines et une série de raies diffuses. Les raies 3 870 et 3 685 Å appartiennent manifestement à la série fine. Le calcul des probabilités de transitions ([3]) nous conduit à attribuer ces raies à la formation d'un spectre excitonique de première classe conformément à la théorie d'Elliott ([4]). Les raies succes-

sives pourraient alors se classer d'après la relation

$$\nu_n = 27\,560 - \frac{1\,720}{n^2}\,\text{cm}^{-1} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

La raie $n = 3$ et les raies d'ordre supérieur se situeraient alors au voisinage de la raie observée 3 657 Å. La limite de série calculée (3 828,5 Å)

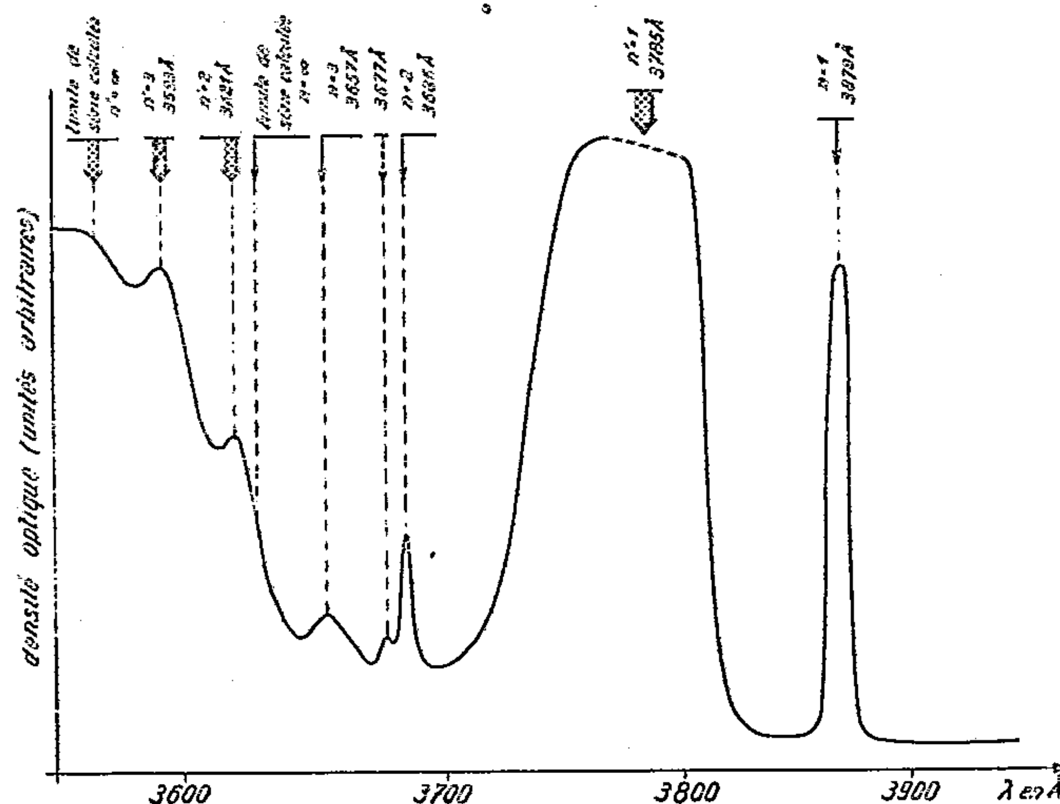


Fig. 1. — Courbe densitométrique du spectre d'absorption d'une lame de ClCu à 4,2° K.

coïncide approximativement avec le début du fond continu d'absorption. La raie 3 677 Å ne se classe pas dans cette série. Elle est peut-être due à la structure fine du niveau $n = 2$ (5).

De même le groupe de raies larges (3 785, 3 621 et 3 593 Å) peut être attribué à la formation d'une série excitonique diffuse, également de première classe, d'après la formule

$$\nu_n = 28\,016 - \frac{1\,600}{n^2}\,\text{cm}^{-1} \qquad (n = 1, 2, 3).$$

Dans ce cas les longueurs d'onde des trois raies calculées d'après cette relation avec $n = 1$, 2 et 3 coïncident à moins de 1 Å près avec les valeurs expérimentales. La limite de série calculée se situe à 3 569 Å et correspond au début d'un palier d'absorption.

Les constantes de Rydberg excitoniques sont voisines pour les deux séries et permettent d'évaluer le rapport de la masse réduite μ de l'exciton à la masse de l'électron. Les constantes diélectriques optique et statique sont probablement du même ordre aux basses températures. Pour $\varepsilon = 5$, on obtient $\mu/m = 0{,}4$. Le rayon excitonique d'après le modèle de Bohr pour $n = 1$ est de l'ordre de 7 Å, de sorte que la première orbitale excitonique n'enveloppe pas tout à fait un ensemble de huit mailles élémentaires, résultat qui est plausible.

La figure 2 représente la courbe densitométrique de la photographie du spectre de réflexion d'une lame de ClCu d'une épaisseur de l'ordre du micron. Des franges d'interférences forment un spectre cannelé dans les régions spectrales de transparence du corps. Deux maximums de réflexion (3 870 et 3 785 Å) correspondent aux raies d'absorption intenses; elles sont suivies de « rayons manquants » (3 863 et 3 762 Å). Ces phénomènes sont à attribuer à la dispersion anormale ([6]).

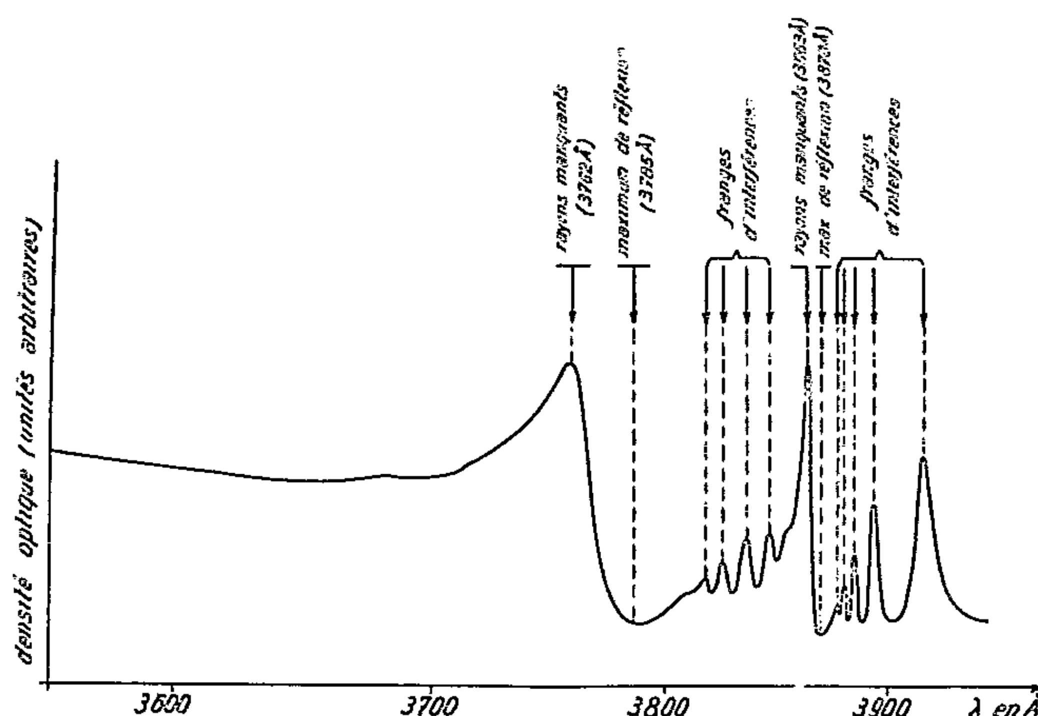


Fig. 2. — Courbe densitométrique du spectre de réflexion d'une lame de ClCu à 4,2° K.

Il y a lieu de noter que la séparation des premières raies des deux séries est 0,072 eV ($\sim$ 580 cm^{-1}). La différence entre les deux limites de série qui est expérimentalement moins bien connue est de l'ordre de 0,057 eV. La séparation des états $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$ de l'atome libre de Cl est 0,11 eV. Comme dans un cristal fortement covalent cette différence est notablement plus faible, les valeurs trouvées paraissent être d'un ordre de grandeur en accord avec l'interprétation suivant laquelle l'écartement entre les deux séries excitoniques fine et diffuse pourrait correspondre à l'écartement entre les états $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$ du Cl dans ClCu.

Ces résultats apportent une nouvelle confirmation de la structure excitonique des spectres d'absorption des solides au voisinage de l'absorption fondamentale du réseau.

(*) Séance du 20 avril 1960.

([1]) S. Nikitine et R. Reiss, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1003; R. Reiss, *Cahiers de Physique*, 13, 1959, p. 129.

([2]) R. Coelho, *Techn. Rep.*, 143, Mass. (U. S. A.), octobre 1959.

([3]) Publication en préparation.

([4]) J. Elliott, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1384; S. Nikitine, *J. Chim. Phys.*, 1958, p. 621.

([5]) J.-B. Grun, S. Nikitine et M. Sieskind, *Congrès Intern. Spectrosc.*, Bologne, septembre 1959 (sous presse).

([6]) R. Reiss, *Rev. Univ. Mines (Belg.)*, 9, 1959, p. 514; S. Nikitine et R. Reiss, *J. Phys. Chem. Sol.* (sous presse).

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Absorption ultraviolette de composés acétyléniques. Hydrocarbures acétyléniques à chaîne droite.* Note de MM. BRUNO WOJTKOWIAK et RENÉ ROMANET, présentée par M. Jean Lecomte.

L'absorption ultraviolette des alcynes se place à des longueurs d'onde inférieures à 2 000 Å, donc dans une région où l'expérimentation est difficile en raison :

— de la faible émission des sources;

— de l'absorption importante par les matériaux utilisés (prisme, fenêtres des cuves de mesure);

— de l'absorption par l'oxygène de l'air;

— de la difficulté de trouver un solvant suffisamment transparent;

— de l'importance de la lumière parasite (lumière diffusée).

Les mesures ont été faites dans la zone 1860-2 250 Å au moyen d'un spectromètre enregistreur Beckman modèle DK-1; utilisé en atmosphère d'azote sec,et équipé d'une source au deutérium neuve. Les cuves utilisées ont été spécialement appariées; fenêtres en Suprasil; épaisseur utile, 1,01 mm. On a employé comme solvant le cyclohexane ou l'heptane spécialement purifiés et filtrés. Toutes les concentrations sont très sensiblement les mêmes : 0,01 mole/l.

Les corrections de lumière parasite ont été faites en appliquant la relation

$$T_r = \frac{T_{obs} - K}{1 - K},$$

T_r, transmittance réelle; T_{obs}, transmittance observée; K, coefficient de lumière parasite.

K a été déterminé par la méthode du filtre (verre Vycor; épaisseur, 3 mm) et par la méthode des écarts apparents à la loi de Beer [1], [2], [3]. Cette dernière méthode est d'une application beaucoup plus longue, mais donne les résultats les plus certains. Le tableau I indique les valeurs de K, obtenues en utilisant les deux cuves mentionnées ci-dessus et le cyclohexane comme solvant. Les valeurs de K ont été contrôlées après la série d'enregistrements, la valeur du coefficient de lumière parasite dépendant de l'âge de service de la source.

TABLEAU I.

λ (Å).	K × 100.	λ (Å).	K × 100.
2 000	0,00	1 880	6,0
1 950	0,30	1 870	8,7
1 900	2,5	1 860	≈15
1 890	3,8		

Les composés étudiés sont des hydrocarbures acétyléniques à chaîne

droite, préparés au laboratoire, et soigneusement purifiés ([4]); leur pureté, contrôlée par chromatographie en phase vapeur, est de 99,5 %. L'ensemble des résultats obtenus est consigné dans le tableau II; les coefficients molaires d'extinction sont donnés en $mole^{-1}.litre.cm^{-1}$. Les valeurs corrigées de λ_{max} et de ε ont été obtenues sur la courbe de transmittance corrigée; celle-ci a été tracée point par point à partir de la courbe expérimentale en utilisant pour chaque longueur d'onde la formule de correction ci-dessus.

TABLEAU II.

Alcyne.	Valeurs expérimentales. λ_{max} (Å).	ε.	Valeurs corrigées. λ_{max} (Å). environ	ε. de l'ordre de
Pentyne-1	1 895	320	1 865	450
Hexyne-1	1 895	325		
Heptyne-1	1 895	320		
Octyne-1	1 895	320		
Nonyne-1	1 895	325		
Pentyne-2	1 915	790	1 905	850
Hexyne-2	1 915	800		
Heptyne-2	1 915	795		
Octyne-2	1 915	800		
Nonyne-2	1 915	790		
Hexyne-3	1 920	970	1 910	1 000
Heptyne-3	1 920	960		
Octyne-3	1 920	965		
Nonyne-3	1 920	970		
Décyne-3	1 920	960		
Octyne-4	1 915	910	1 905	940
Nonyne-4	1 915	890		
Décyne-4	1 915	900		
Undécyne-4	1 915	890		
Décyne-5	1 915	900	1 905	940
Dodécyne-6	1 915	890		

Le spectromètre étant utilisé à la limite de ses possibilités, les valeurs absolues des λ_{max} et des ε restent incertaines, mais les résultats relatifs conservent leur signification. On notera que les caractéristiques d'absorption du chromophore C≡C sont constantes dans les alcynes-1 considérés à la précision des déterminations expérimentales. Le coefficient molaire d'extinction est relativement faible, beaucoup plus faible que pour le chromophore C=C dans les alcènes-1 correspondants; de plus la valeur de λ_{max} reste plus petite. Ces résultats doivent être rattachés au fait que dans une triple liaison C≡C les électrons π sont moins délocalisés que dans une double liaison C=C.

La substitution de l'hydrogène acétylénique par un radical alcoyle R produit un effet batho-hyperchrome dû aux deux facteurs : effet d'hyperconjugaison et effet inductif du substituant R.

Pour $R=CH_3$: λ_{max} augmente de 40 Å environ, ε passe de 450 à 850 (facteur 2 environ).

Pour $R=C_2H_5$, on a un effet supplémentaire : λ_{max} augmente de 5 Å environ, ε passe de 850 à 1000.

Ainsi la substitution alcoyle sur l'hydrogène acétylénique vrai semble avoir un effet bathochrome moins marqué que la même substitution sur l'un des hydrogènes-1 des alcènes-1 correspondants ([5]), ([6]).

Quatre spectres de contrôle ont été faits au Laboratoire du Professeur T. Reischstein (Université de Bâle).

(1) BRATTAIN, RASSMUSSEN et CRAVATH, *J. Appl. Phys.*, 14, 1943, p. 418.

(2) FRY, NUSBAUM et RANDALL, *J. Appl. Phys.*, 17, 1946, p. 158.

(3) A. OPLER, *J. Opt. Soc. Amer.*, 40, 1950, p. 401.

(4) B. WOJTKOWIAK et R. ROMANET (sous presse).

(5) E. P. CARR et H. STÜCKLEN, *J. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 760.

(6) J. R. PLATT et H. B. KLEVENS, *Rev. Mod. Phys.*, 16, 1944, p. 182; J. T. GARY et L. W. PICKETT, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1266; L. C. JONES et L. W. TAYLOR, *Anal. Chem.*, 27, 1955, p. 228.

(*Laboratoire de Chimie générale, Faculté des Sciences de Caen.*)

PHYSIQUE DE L'ÉTAT SOLIDE. — *Influence de la température sur les deux séries de bandes du spectre de la fluorescence verte à basse température du sulfure de cadmium pur.* Note (*) de Mme MARGUERITE BANCIE-GRILLOT, MM. EVGUENI F. GROSS, EDMOND GRILLOT et BORIS S. RAZBIRINE, transmise par M. Jean Lecomte.

A température inférieure à 20° K, CdS pur présente une fluorescence verte (1) dont le spectre comporte deux séries de bandes, distantes de 300 cm⁻¹, apparaissant soit séparément, soit simultanément, selon le mode de préparation des cristaux (3). Par élévation de température des cristaux où les deux séries coexistent, l'une diminue d'intensité puis s'éteint tandis que l'intensité de l'autre augmente et devient prépondérante.

Le sulfure de cadmium très pur, non luminescent à la température ordinaire, manifeste une fluorescence verte souvent assez intense lorsqu'on le refroidit à la température de l'air liquide. En 1940, F. A. Kroeger a montré (1) que son spectre présente alors une structure exceptionnelle constituée d'une série de bandes dont les maximums sont équidistants d'environ 300 cm^{-1}. Le problème, de grande importance théorique concernant la localisabilité de cette émission dans le réseau cristallin a été longtemps discuté (2). Deux d'entre nous ont mis en évidence (3) une forte variation de divers caractères de cette fluorescence verte, selon le mode d'obtention de chaque cristal de sulfure de cadmium pur, ce qui implique la localisation du processus d'émission sur des défauts spécifiques du réseau.

Sur l'échantillon de sulfure de cadmium, avec lequel ils reprirent l'étude de cette fluorescence, L. R. Furlong et C. F. Ravillious ont montré que le spectre d'émission du cristal porté à 4° K est plus complexe : entre les bandes intenses de la série observée à 77° K apparaissaient de nouvelles bandes d'assez faible intensité. Selon eux, l'ensemble du spectre était représentable par deux séries vibrationnelles. Ceux d'entre nous cités ci-dessus (3) ont pu préciser par l'étude de la fluorescence à 20° K d'échantillons de sulfure de cadmium préparés par sept méthodes différentes que deux séries de bandes, de maximums situés respectivement (à 10 cm^{-1} près), pour la première à

$$\nu_1 = 19\,450 - 300\,n \,.\mathrm{cm}^{-1},$$

et la seconde à

$$\nu_2 = 19\,310 - 300\,p \,.\mathrm{cm}^{-1},$$

peuvent être observées, soit séparément, soit simultanément (n et p étant des nombres entiers petits).

En étudiant la luminescence de divers cristaux de sulfure de cadmium pur à différentes températures, nous avons remarqué une forte influence spécifique de la température sur les intensités relatives des maximums de ces deux séries. Ceci nous a amenés à entreprendre des recherches quali-

tatives de ce phénomène dans l'intervalle de températures compris entre 4 et 77° K. Nous avons ainsi observé les faits suivants :

Dans les cristaux qui présentent seulement à 4° K la deuxième série de bandes, l'intensité des maximums dépend de la température de l'échantillon : par échauffement elles s'affaiblissent en conservant leur position première dans le spectre. On voit alors en même temps apparaître les maximums faibles de la première série, dont l'intensité continue à s'accroître avec la température. Pour une certaine valeur de celle-ci, les deux séries deviennent d'intensités comparables. Enfin, à une température voisine

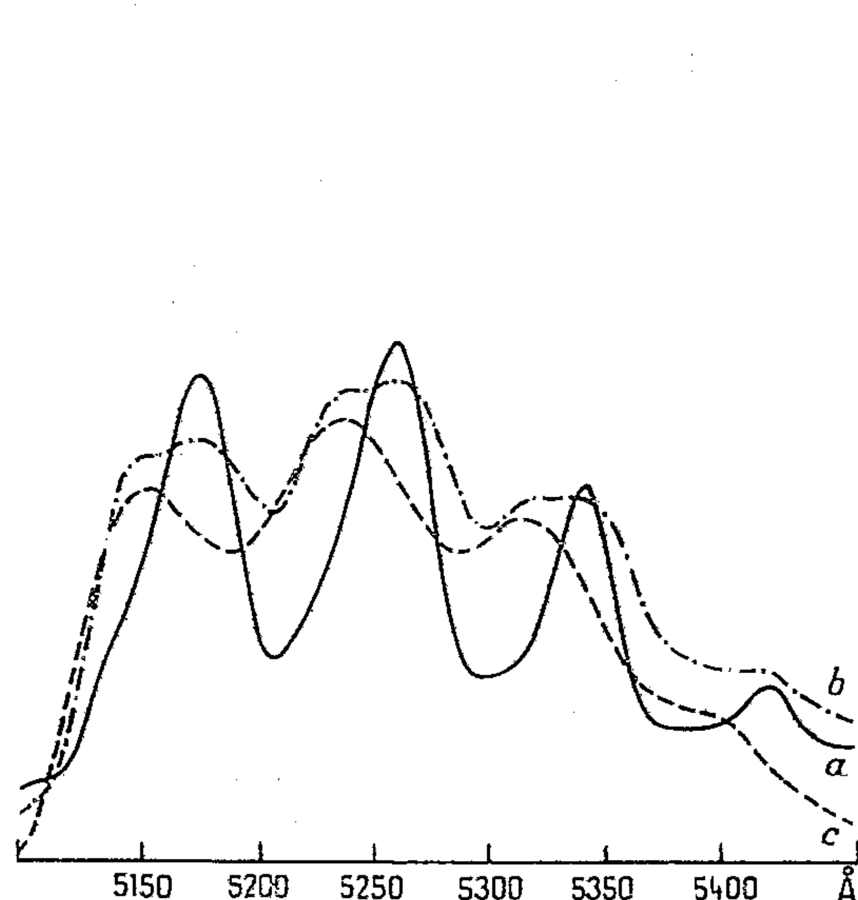


Fig. 1.

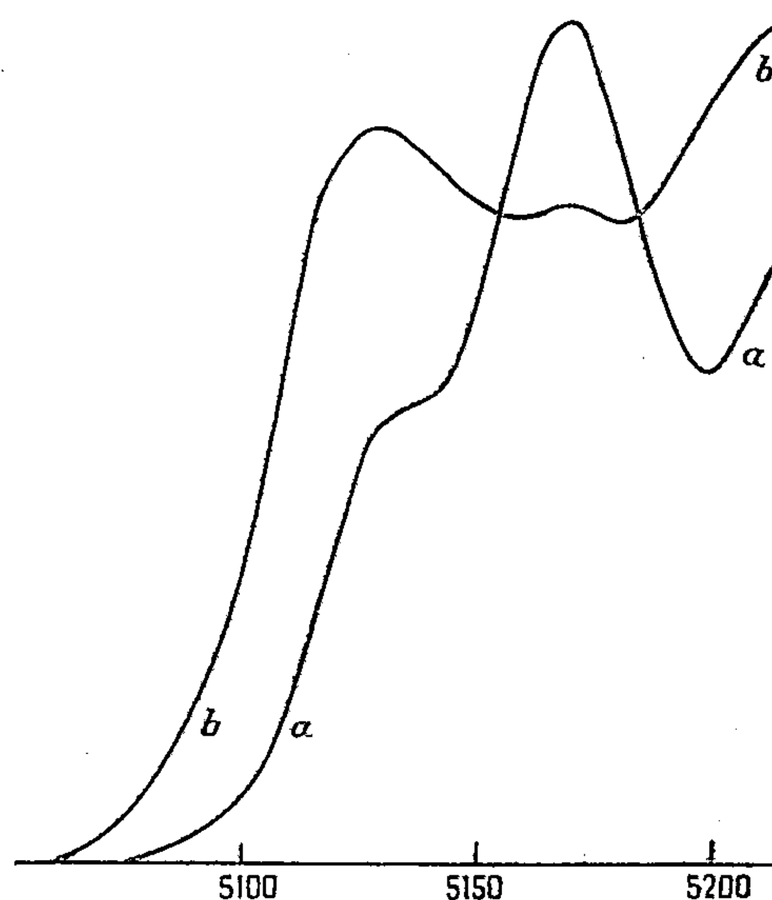


Fig. 2.

Fig. 1. — Microphotogramme du spectre de fluorescence verte du même cristal de CdS pur : *a.* à 4° K; *b.* à $4 < T < 77°$ K; *c.* à 77° K.

Fig. 2. — Microphotogramme du début du spectre de fluorescence verte d'un cristal de CdS pur à 4,2° K :
Courbe *a* : en l'absence de champ électrique.
Courbe *b* : sous l'influence d'un champ électrique E = 1 kV/cm.
(Les deux spectres enregistrés sur la même plaque photographique, celui de la courbe *a* avec une exposition cinq fois plus petite.)

de celle de l'azote liquide, les maximums de la seconde série de bandes disparaissent complètement, tandis que l'intensité des bandes de la première série devient équivalente à celle observée à 4° K pour la deuxième série. Au cours de ce réchauffement du cristal de 4 à 77° K, la structure devient notablement moins résolue.

Pour les cristaux dont le spectre de luminescence verte à 4° K comporte seulement les maximums de la série ν_1, l'élévation de leur température de 4 à 77° K ne fait pas apparaître ceux de la série ν_2. Les bandes de la série ν_1 subsistent sans notable déplacement ni variation de leur intensité; mais elles sont notablement élargies.

Dans les cristaux dont le spectre de fluorescence à 4° K comporte simul-

tanément les deux séries, on observe par réchauffement un regroupement de leur intensité, les bandes de la deuxième série s'affaiblissant progressivement. A 77° K, il ne reste plus que ceux de la première série, plus intenses quoique moins bien résolus. Ce phénomène est représenté schématiquement par les courbes de la figure 1, déduites de microphotogrammes de clichés photographiques obtenus dans des conditions strictement identiques.

De semblables variations d'intensités entre les bandes des deux séries ont été également observées par nous, lorsqu'on applique un champ électrique au cristal immergé dans l'hélium liquide. L'accroissement de la tension appliquée, jusqu'à une valeur d'environ 1 kV/cm, a amené l'intensification des maximums de la première série et un fort affaiblissement de ceux de la seconde, comme le montre la figure 2. Ce phénomène a été signalé par l'un de nous à la Conférence sur les transferts d'énergie à Paris (4). Nous poursuivons nos recherches pour tenter de préciser s'il s'agit bien d'une action spécifique du champ électrique et non d'un réchauffement par effet Joule, en dépit de l'immersion du cristal dans l'hélium liquide.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) F. A. Kroeger, *Physica*, 7, 1940, p. 1.

(2) *Voir* notamment : C. C. Klick, *J. Opt. Soc. Amer.*, 41, 1951, p. 816 et *Phys. Rev.*, 96, 1953, p. 274; C. Wendel, *Fortschr. Phys.*, 1, 1953, p. 45; F. A. Kroeger et H. J. G. Meyer, *Physica*, 20, 1954, p. 1149; L. R. Furlong, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 1086; L. R. Furlong et C. F. Ravillious, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 954.

(3) E. Grillot, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 624 et 795; E. Grillot et M. Bancie-Grillot, *Festkörperphysik und Physik der Leuchtstoff*, Akademie Verlag, Berlin, 1958, p. 226-243 et *Izvest. Akad. Naouk* (ser. phys.), 22, 1958, p. 1357.

(4) E. Grillot, *J. Chim. Phys.*, 55, 1958, p. 642.

(*Faculté des Sciences de Paris,*
et Institut physico-technique, Académie des Sciences, Leningrad.)

PHYSIQUE DE L'ÉTAT SOLIDE. — *Diffusion des neutrons et effet Stark cristallin dans les oxydes de terre rare.* Note (*) de MM. Daniel Cribier et Bernard Jacrot, transmise par M. Francis Perrin.

On mesure à l'aide de la diffusion inélastique des neutrons la décomposition du niveau fondamental des ions magnétiques de terre rare, par le champ cristallin. On trouve des transitions de 365 et 76 cm^{-1} dans Ho_2O_3 et de 420, 81 et 40,5 cm^{-1} dans Er_2O_3.

L'état fondamental d'un ion magnétique de terre rare est un multiplet défini par le nombre quantique J; cet état est $(2J+1)$ fois dégénéré et il est séparé du niveau suivant (J différent d'une unité) par un intervalle de plusieurs milliers de cm^{-1}.

Le champ cristallin lève au moins partiellement la dégénérescence. La séparation des niveaux par le champ cristallin est de quelques cm^{-1} à quelques centaines de cm^{-1}. Elle a été mesurée par des méthodes optiques dans certaines substances ([1]). Elle est également mesurable par la technique de diffusion inélastique des neutrons lents.

La théorie de la diffusion des neutrons par des ions magnétiques a été étendue au cas des terres rares par G. Trammel ([2]), mais sans tenir compte de la décomposition des multiplets par le champ cristallin. D. Saint-James et S. Odiot ([3]) ont calculé les sections efficaces de diffusion magnétiques pour les diverses transitions entre niveaux du multiplet décomposé, dans le cas où l'ion de terre rare est placé dans un champ de symétrie cubique.

Du point de vue expérimental, nous avons, pour une première étude, choisi les oxydes d'holmium et d'erbium. Dans cette structure toutefois, l'environnement d'un ion de terre rare par les ions d'oxygène n'a pas la symétrie cubique.

Des neutrons d'une longueur d'onde moyenne de 4,35 Å frappent l'échantillon placé dans un four. Les neutrons diffusés à un angle θ sont détectés après un parcours de 360 cm. L'épaisseur de l'échantillon est de 1 g/cm^2 pour Ho_2O_3 et de 0,5 g/cm^2 pour Er_2O_3.

La figure 1 montre le spectre des neutrons diffusés par l'oxyde d'holmium à 27° C. Il y a une raie « quasi élastique » élargie par rapport au spectre incident; elle résulte de la superposition de la diffusion nucléaire incohérente (4 barns environ), de la diffusion magnétique élastique et de la diffusion magnétique inélastique liée à des transitions entre des niveaux rapprochés du multiplet (quelques cm^{-1}); on peut affirmer que l'élargissement de la raie établit l'existence de niveaux rapprochés. En plus de la raie élastique apparaissent un certain nombre de pics inélastiques indexés (1) et (2) sur la figure 1.

La diffusion par l'oxyde d'erbium (*fig.* 2) donne un spectre de même forme générale, mais avec des pics inélastiques (1), (2), (3) ne corres-

pondant pas aux mêmes changements d'énergie que dans le spectre donné par l'oxyde d'holmium.

Cette diffusion inélastique est d'origine magnétique. En effet, 1° ces deux oxydes ayant des structures identiques, des propriétés nucléaires voisines, on attend une diffusion, par les phonons, semblable; 2° la section

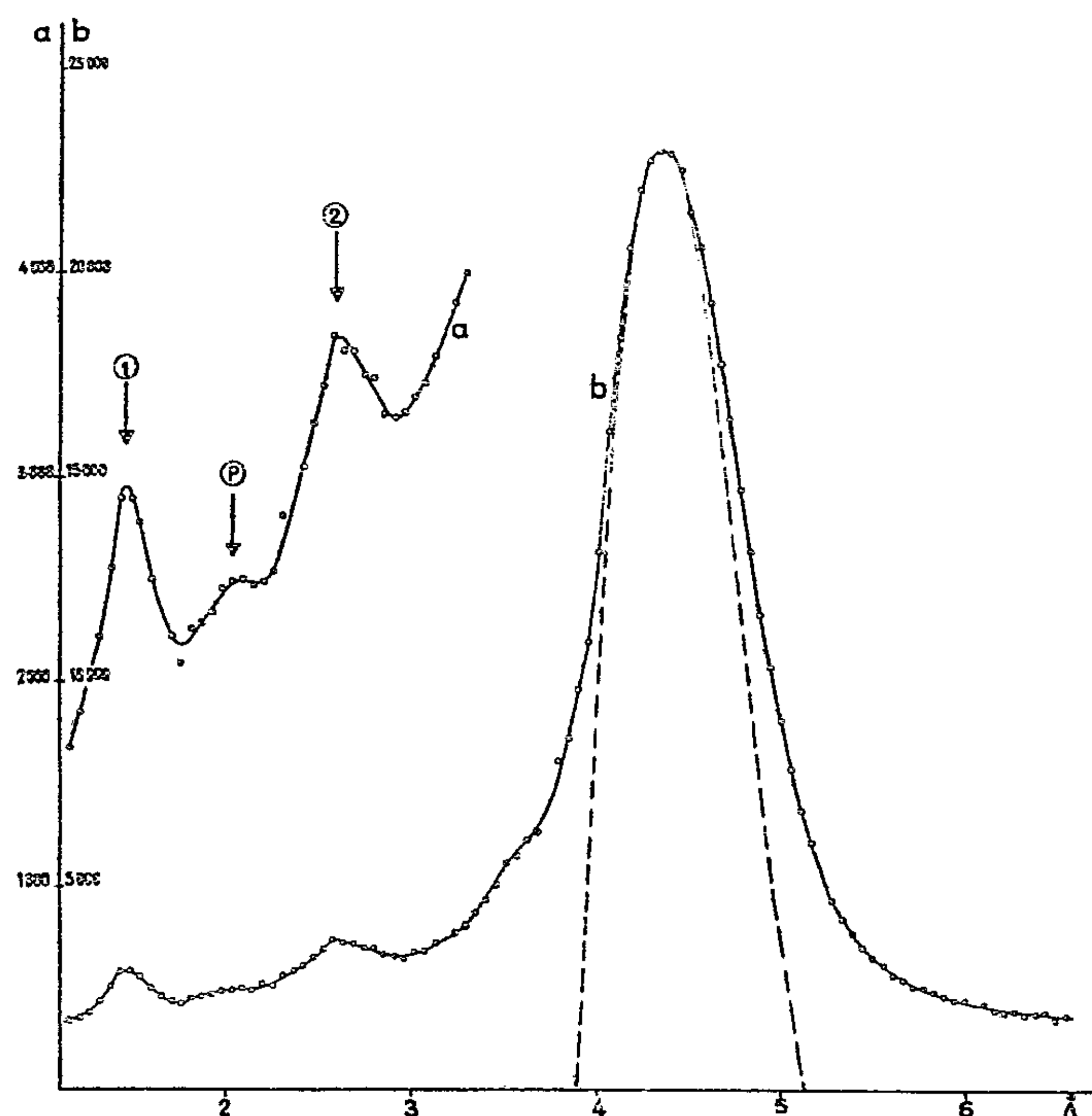


Fig. 1. — Spectre des neutrons diffusés par Ho_2O_3. La courbe en trait discontinu représente le spectre incident. La courbe (*a*) est la représentation à plus grande échelle d'une partie du spectre total (*b*).

efficace de diffusion inélastique magnétique est beaucoup plus grande que la section efficace de diffusion par les phonons. Ceci est confirmé par un spectre (non représenté) obtenu avec l'oxyde de thallium, substance non magnétique de même structure que Ho_2O_3 et Er_2O_3.

Toutefois, nous hésitons à attribuer une origine magnétique à la bosse (P) dans le spectre figure 1.

Nous avons donc mesuré les énergies de transitions suivantes :

Figure 1, Ho_2O_3 : (1) 365 cm^{-1}, (2) 76 cm^{-1};

Figure 2, Er_2O_3 : (1) 420 cm^{-1}, (2) 81 cm^{-1}; (3) 40,5 cm^{-1}.

Il existe sans doute d'autres transitions que nous n'observons pas, soit que la section efficace de diffusion de la transition soit trop faible, soit que les niveaux initial et final trop élargis se recouvrent, soit que le pouvoir séparateur de l'appareil soit insuffisant.

Des spectres (non représentés) ont été également mesurés à une température de 370° C. Les effets de la température sont multiples :

1° Le peuplement des niveaux élevés. La raie de 365 cm^{-1} de Ho_2O_3

et celle de 420 cm^{-1} de Er_2O_3 croissent comme le prévoit le facteur de Boltzmann. La raie quasi élastique est élargie ce qui peut être dû aux transitions de faible énergie entre niveaux élevés qui se peuplent.

2° La dilatation du réseau. Elle diminue l'intensité du champ cristallin; il en résulte une diminution de l'ordre de 3 % de l'énergie des transitions; cet effet est surtout visible sur la raie 365 cm^{-1} de Ho_2O_3.

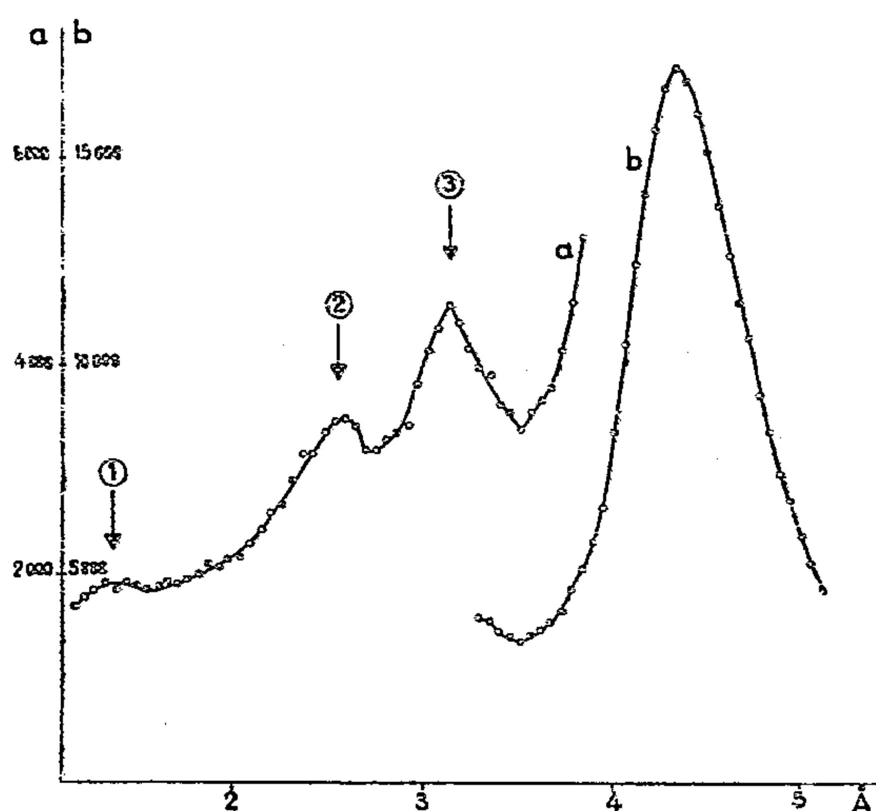


Fig. 2. — Spectre diffusé par Er_2O_3. On utilise deux échelles différentes pour les régions élastiques et inélastiques du spectre.

3° L'élargissement des niveaux de l'ion. Malheureusement, aucune mesure de largeur de niveau n'est actuellement possible. Toutefois, une partie de l'élargissement de la raie quasi élastique pourrait être attribuée à ce processus.

La comparaison avec les résultats des mesures optiques est difficile, les substances utilisées étant très différentes.

Un travail théorique d'interprétation est en cours.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) F. H. Spedding, *J. Chem. Phys.*, 5, 1937, p. 316.

(2) G. Trammel, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1386.

(3) Sous presse.

(*Centre d'Études nucléaires de Saclay.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude des niveaux de 4,46 et 5,03 MeV du* ^{11}B *par la réaction* $^{10}B\ (d, p)\ ^{11}B$ *à* $E_d = 4,6$ MeV. Note (*) de MM. Serge Gorodetzky, Michel Croissiaux, Pierre Fintz, Jacques Samuel, Gabriel Bassompierre, Raymond Armbruster et Pierre Chevallier, présentée par M. Louis de Broglie.

Les mesures de distributions et corrélations angulaires dans la réaction $^{10}B(d, p)^{11}B$ avaient montré que la contribution du « stripping » est assez faible à $E_d = 1,25$ MeV ([1]). Nous avons repris la même étude à $E_d = 4,6$ MeV.

A. *Distributions angulaires*. — Les courbes obtenues pour le groupe de protons relatifs au niveau de 4,46 MeV du ^{11}B sont en accord avec l'attribution de $l_n = 1$ pour le moment orbital du neutron capturé; cela confirme les résultats obtenus par d'autres auteurs à diverses énergies ([2]), ([3]), ([4]), ([5]).

Pour le niveau de 5,03 MeV, la courbe expérimentale présente un maximum à 18°; celui-ci ne correspond pas exactement au maximum de la courbe de Butler pour $l_n = 1$ avec la valeur choisie pour le rayon d'interaction $r_0 = 5.10^{-13}$ cm. Cependant, un autre choix de r_0 pourrait améliorer légèrement l'accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique. Il est donc vraisemblable que le neutron est capturé avec $l_n = 1$.

La grande intensité vers l'arrière, qu'on peut attribuer à du « heavy particle stripping » ([6]), indique que la contribution de « stripping » normal n'est pas prédominante à cette énergie de bombardement.

B. *Corrélations angulaires*. — Comme dans le travail antérieur ([1]), nous avons mesuré les corrélations $p - \gamma$ au pic de la distribution angulaire : *a*. dans le plan $d - p$; *b*. dans un plan perpendiculaire à la direction de recul du noyau final.

Les corrélations autour de la direction de recul sont isotropes à $\pm 3\ \%$ près. Les approximations de Butler sont donc justifiées, tout au moins pour cet angle de détection des protons. La contribution de « stripping » normal (Butler) n'étant pas prédominante pour le niveau de 5,03 MeV, nous n'avons mesuré la corrélation dans le plan $d - p$ pour ce niveau qu'à titre indicatif. Il ne semble pas qu'une grande anisotropie soit présente (*fig*. 2).

Une méthode des moindres carrés ([7]) conduit au résultat suivant pour le niveau de 4,46 MeV :

$$W(\theta) = 1 + (0,08 \pm 0,02)\ P_2(\cos\theta).$$

Nous remarquons que l'anisotropie est différente pour le niveau de 4,46 MeV à $E_d = 4,6$ MeV et à $E_d = 1,25$ MeV ([1]). Cela peut être dû ([3]) à une atténuation de la corrélation quand l'énergie de bombardement diminue.

Si l'on admet que l'ordre de multipolarité du rayonnement γ de désexci-

tation du niveau de 4,46 MeV est unique, aucune valeur pour le moment angulaire de ce niveau ne permet d'interpréter les résultats. Nous sommes donc conduits à envisager le cas d'un mélange M_1/E_2 d'amplitude δ.

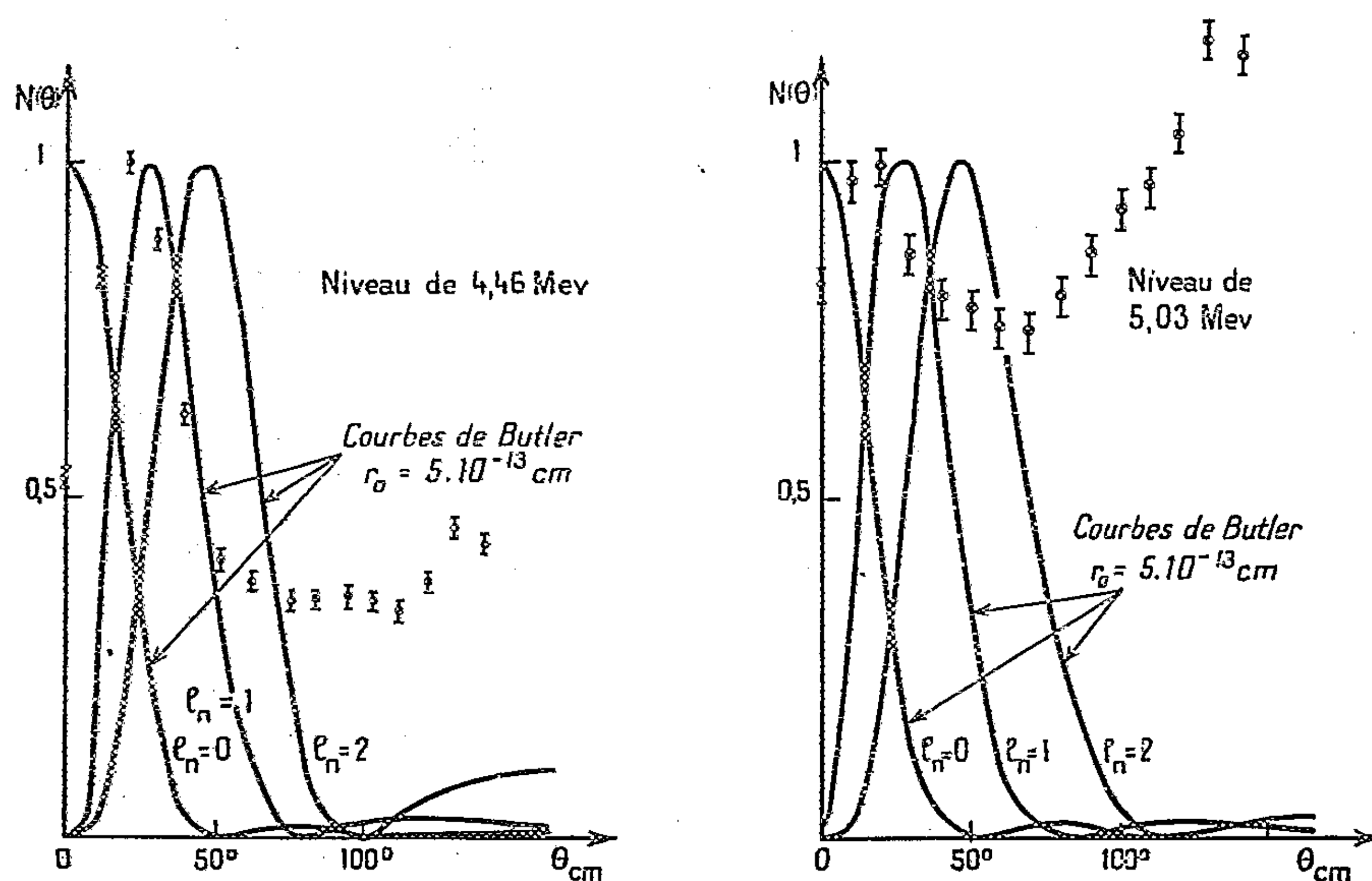


Fig. 1.

Si le moment angulaire du niveau de 4,46 MeV est $J = (3/2)^-$ les valeurs qui conviennent pour δ sont

$$-0{,}065 < \delta < +0{,}065 \qquad \text{et} \qquad 3{,}05 < \delta < 5{,}2.$$

Si l'on suppose que $J = (5/2)^-$, toutes les valeurs de δ conviennent sauf

$$0{,}155 < \delta < 0{,}30 \qquad \text{et} \qquad \delta < -7{,}2.$$

La comparaison de ces valeurs avec celles qu'on peut tirer des corrélations $\gamma - \gamma$ [8] conduit aux déterminations suivantes :

$$\text{si } j = \left(\frac{3}{2}\right)^- : \quad -0{,}065 < \delta < -0{,}065;$$

$$\text{si } j = \left(\frac{5}{2}\right)^- : \quad 0{,}13 < \delta < 0{,}15.$$

Ces résultats sont à comparer avec celui de Ferguson et coll. [9].

$$\delta = 0{,}14 \pm 0{,}01 \qquad \text{pour } j = \left(\frac{5}{2}\right)^-,$$

[ces auteurs ne considèrent pas le cas $(3/2)^-$] et avec les valeurs théoriques de Kurath [10] :

$$|\delta| = 0{,}20 \qquad \text{pour } j = \left(\frac{5}{2}\right)^-,$$

$$|\delta| = 0{,}03 \qquad \text{pour } j = \left(\frac{3}{2}\right)^-.$$

Enfin un travail récent de Jones et coll. ([11]) sur la réaction $^{7}Li(\alpha, \gamma)\,^{11}B$ exclut $j = (3/2)^-$ et confirme que la valeur $j = (5/2)^-$ est satisfaisante avec une faible addition de E_2 à M_1 ($\sim 5\ \%$ en intensité).

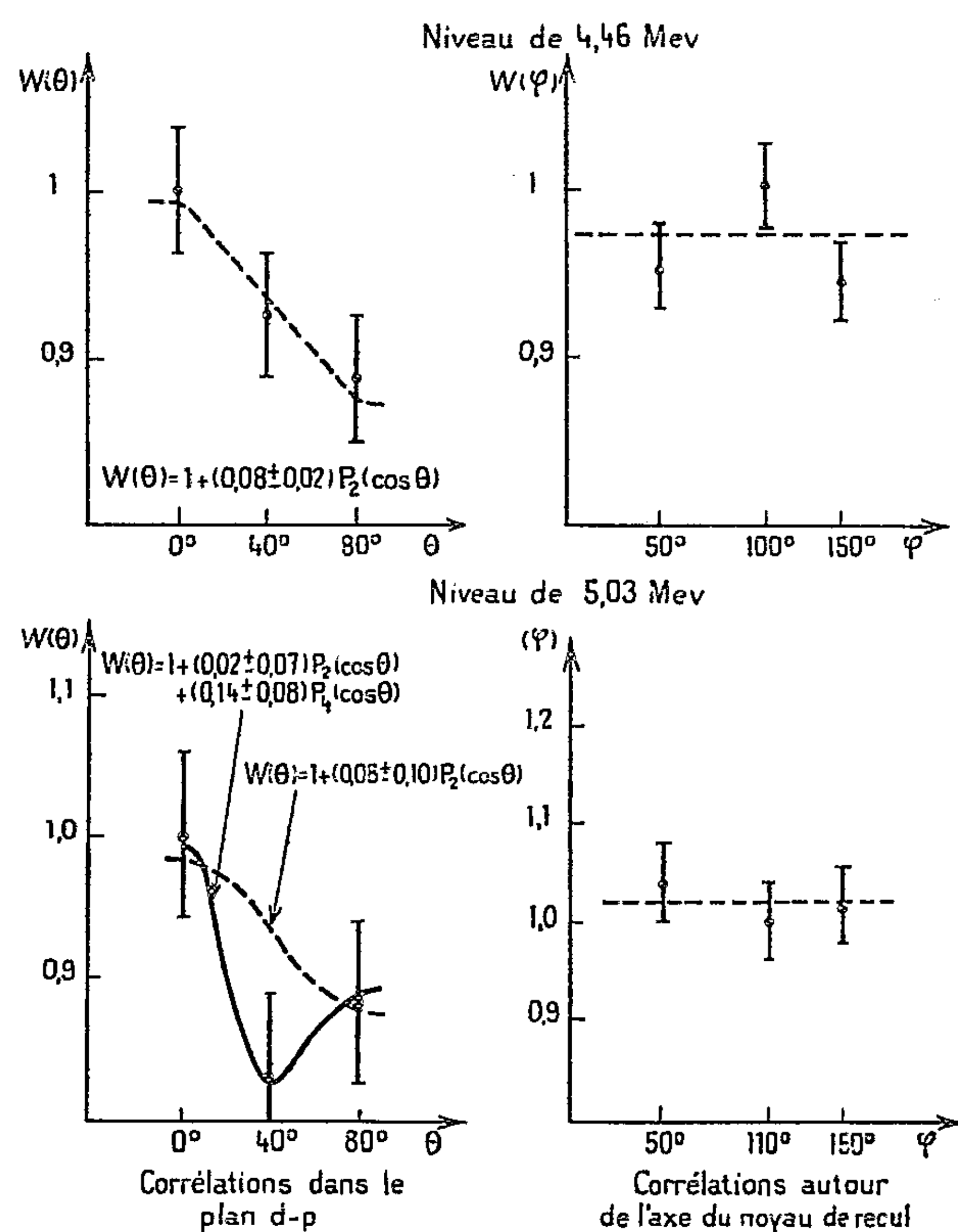


Fig. 2.

Le Centre d'Études nucléaires de Saclay a mis à notre disposition l'accélérateur Van de Graaff de 5 MeV ainsi que la cible de ^{10}B sur support d'or.

(*) Séance du 4 avril 1960.

([1]) S. Gorodetzky, M. Croissiaux, A. Gallmann, P. Fintz, J. Samuel et G. Frick, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 550.

([2]) J. B. Marion et G. Weber, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1408.

([3]) S. A. Cox et R. M. Williamson, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1799.

([4]) N. T. S. Evans et W. C. Parkinson, *Proc. Phys. Soc.*, 67 A, 1954, p. 684.

([5]) J. H. Holt et T. N. Marsham, *Proc. Phys. Soc. London*, 66 A, 1953, p. 1032.

([6]) G. E. Owen et L. Madansky, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1766.

([7]) M. E. Rose, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 610.

([8]) M. Croissiaux, *Thèse*, Strasbourg, juin 1959.

([9]) A. J. Ferguson, H. E. Gove, J. A. Kuehner, A. E. Litherland, E. Almqvist et D. A. Bromley, *Phys. Rev. Letters*, 1, 1958, p. 414; Y. K. Rasmussen, F. R. Metzger et C. P. Swann, *Phys. Rev.*, 110, 1958, p. 154.

([10]) D. Kurath, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 975.

([11]) G. A. Jones, C. M. P. Johnson et D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.*, 4, nº 43, 1959, p. 796.

RADIOACTIVITÉ. — *Le spectre d'électrons de conversion (faibles énergies) et les spectres Auger* (L, M, N) *émis au cours de la transmutation* β *du protactinium* 233. Note de Mlle GEORGETTE ALBOUY et M. MANUEL VALADARÈS, présentée par M. Francis Perrin.

Nous avons prolongé l'étude du spectre d'électrons émis au cours de la transmutation $^{233}Pa \rightarrow {}^{233}U$ jusqu'à l'énergie de $\sim$ 0,2 keV.

Nous avons publié récemment [1] les résultats concernant l'analyse du spectre d'électrons de conversion, dans la région de 19 à 414 keV, émis par l'uranium 233 resté excité à la suite de la désintégration β^- du protactinium 233. Disposant de quelques excellentes sources de protactinium 233, pratiquement sans matière, nous avons essayé de prolonger l'étude du spectre vers le domaine des faibles énergies; Mme Pluchet (Institut du Radium, à Arcueil) a bien voulu nous préparer ces sources.

Pour pouvoir détecter par plaque photographique les électrons de faible énergie, nous avons employé la méthode de pré-accélération [2].

Le tableau contient le résultat de nos mesures comparées à celles des auteurs qui ont étudié ce spectre auparavant [3].

La bande étroite et très intense de $\sim$ 0,2 à 0,3 keV peut correspondre à des électrons émis par effet Coster-Kronig, par effet Auger du niveau o ou, encore, être dus à des effets secondaires produits sur le support de la source par le bombardement électronique. La bande de $\sim$ 0,5 à 3 keV et les raies faibles de 3,6 et 4,0 keV constituent probablement les spectres Auger des niveaux M et N.

L'analyse du spectre de raies permet de classer des rayonnements γ de 28,43 keV (11 raies de conversion), de 40,23 keV (9 raies de conversion) et de 57,9 keV (2 raies de conversion). En ce qui concerne le spectre Auger L, nous nous sommes bornés à classer les six raies les plus intenses par analogie avec le spectre correspondant au numéro atomique 83 [4] qui est très bien étudié.

Les intensités relatives des raies de conversion dans la couche M du rayonnement γ de 28 keV nous avaient conduits à le classer comme un mélange $M_1 + E_2$; l'observation, au cours de ce travail, de la conversion dans les couches L et N confirme cette hypothèse. Les trois raies de conversion en L ont des intensités du même ordre de grandeur, L_{II} étant toutefois la plus faible; pour les niveaux M et N, ce sont les raies correspondant au niveau I qui sont les plus intenses; celles correspondant aux niveaux II et III ont des intensités du même ordre de grandeur, bien que pour ces niveaux encore, M_{II} et N_{II} soient respectivement plus faibles que M_{III} et N_{III}. D'après ces intensités relatives, on peut dire que le degré

Spectres d'électrons Auger et de conversion $^{233}Pa \xrightarrow{\beta} {}^{233}U$.

Brodie E (keV).	Ong Hok E (keV).	Nos résultats E (keV).	Nos résultats Int.	Niveau.	Énergie γ (keV).	Keller et Cork E (keV).	Brodie E (keV).	Ong Hok E (keV).	Nos résultats E (keV).	Nos résultats Int.	Niveau.	Énergie γ (keV).
-	-	0,2 à 0,3	tF	-	-	-	-	-	15,49	tf	-	-
-	-	0,5 à 3	m	-	-	-	-	-	15,8	ttf	-	-
-	-	3,6	ttf	-	-	-	16-17	17,2	16,35	tf	-	-
-	-	4,0	tf	-	-	-	-	-	17,2	ttf	-	-
7,0	-	6,68	tF	L_I	28,43	-	19,0	-	18,47	f	L_I	40,22
7,9	-	7,51	F	L_{II}	28,45	19,6	19,7	18,5	(19,29)	m	L_{II}	40,23
-	-	8,28	f	-	-	-	-	-	22,88	m	M_I	28,43
-	-	8,86	m	$L_{III}M_{III}M_{IV}$	-	23,5	23,4	22,5	(23,03)	m	L_{III}	40,19
(9,2)	-	9,08	m	$L_{III}M_{III}M_V$	-	-	-	-	23,23	f	M_{II}	28,41
(9,8)	-	9,66	F	$L_{III}M_{IV}M_V$	-	24,6	23,8	23,5	24,12	f	M_{III}	28,42
-	-	9,85	m	$L_{III}M_VM_V$	-	27,5	27,9	25,9	27,00	m	N_I	28,44
-	-	10,26	tf	-	-	-	-	-	27,16	f	N_{II}	28,43
-	-	10,71	tf	-	-	-	-	-	27,38	f	N_{III}	28,42
11,6	10,0	11,27	tF	L_{III}	28,43	28,5	-	-	28,11	f	O_I	28,44
-	-	11,60	tf	-	-	-	-	-	28,37	tf	P_I	28,44
-	-	11,92	m	-	-	-	-	32,5	34,70	f	M_I	40,25
-	-	12,25	tf	-	-	35,2	35,0	34,3	(35,04)	m	M_{II}	40,22
-	-	12,41	f	-	-	36,3	36,5	35,3	(35,90)	m	M_{III}	40,20
12,9	12,2	12,64	m	$L_{II}M_{III}M_{IV}$	-	37,1	-	36,7	37,0$_0$	ttf	L_{II}	57,9$_4$
-	-	12,75	tf	-	-	39,1	-	38,8	38,99	f	N_{II}	49,26
-	-	12,9	ttf	-	-	-	-	-	39,23	f	N_{III}	40,27
-	-	13,2	ttf	-	-	-	-	40,9	40,03	tf	$O_{II,III}$	40,26
-	13,2	13,43	m	$L_{II}M_{IV}M_V$	-	-	-	-	40,80	ttf	L_{III}	57,9$_6$
14,8	14,5	14,23	f	-	-	53,8	54,0	53,0	(53,48)	F	L_I	75,23
-	-	15,1	ttf	-	-	-	-	-	-	-	-	-

1° Les raies très faibles de 15,8 et 17,2 keV sont des raies larges, probablement des doublets dont les composantes ont la même intensité.

2° Les valeurs entre ( ) des énergies sont celles que nous avons déterminées dans notre travail précédent et qui nous ont servi maintenant d'étalons.

de mélange, en photons, des deux rayonnements est de l'ordre de 96 % M_1 + 4 % E_2.

Lors de nos expériences précédentes, nous n'avons pas pu observer la raie de conversion en L_I du rayonnement γ de 40 keV; ceci devait être dû à un défaut instrumental du spectrographe qui, entre temps, a dû être démonté. Au cours de ces expériences nous avons pu étudier le rapport des intensités des raies du doublet $L_I : L_{II}$ par une méthode décrite antérieurement [5]; nous avons déterminé la valeur $L_I : L_{II} = 13 : 100$; ce qui correspond, d'après les tables de coefficients de conversion [6], à un mélange, en photons, de l'ordre de 40 % M_1 + 60 % E_2. Cette valeur est à comparer à celle de 20 % M_1 + 80 % E_2, qu'on déduit des expériences d'excitation coulombienne de Newton [7]. Depuis notre précé-

dente publication ([1]) nous avons eu connaissance du travail de Bisgard et al. ([8]). Nos résultats sont en accord, dans l'ensemble, pour les rayonnements de faible énergie mais en ce qui concerne les rayonnements d'énergie supérieure à 200 keV l'accord n'est pas aussi complet.

En admettant le schéma de niveaux proposé par Newton ([7]), nous avons calculé dans tous les cas possibles le rapport de probabilité de transition réduite pour l'émission d'un rayonnement donné d'un état initial i à deux états finaux différents f_1 et f_2 d'une même bande de rotation ([9]). Nous avons obtenu

$$\frac{B(M_1)\frac{5}{2}\to\frac{7}{2}}{B(M_1)\frac{5}{2}\to\frac{5}{2}}=\frac{I_\gamma 299}{I_\gamma 339}=\frac{5}{2},\qquad \frac{B(M_1)\frac{3}{2}\to\frac{5}{2}}{B(M_1)\frac{3}{2}\to\frac{3}{2}}=\frac{I_\gamma 74}{I_\gamma 103}=\frac{3}{2};$$

$$\frac{B(E_2)\frac{3}{2}\to\frac{7}{2}}{B(E_2)\frac{3}{2}\to\frac{5}{2}}=\frac{I_\gamma 376}{I_\gamma 416}=\frac{3}{4},$$

ce qui donne pour les rapports des intensités des raies électroniques

$$\frac{\text{Ne } 74}{\text{Ne } 103}=3,5,\qquad \frac{\text{Ne } 299}{\text{Ne } 339}=3,8\qquad\text{et}\qquad \frac{\text{Ne } 376}{\text{Ne } 416}=0,92.$$

Expérimentalement, nous avons trouvé

$$\frac{\text{Ne } 74}{\text{Ne } 103}\simeq 3 \text{ à } 4,\qquad \frac{\text{Ne } 299}{\text{Ne } 339}=2\qquad\text{et}\qquad \frac{\text{Ne } 376}{\text{Ne } 416}<0,5.$$

([1]) G. ALBOUY et M. VALADARES, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 816.

([2]) S. ROSENBLUM, J. S. DIONISIO et M. VALADARES, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 112.

([3]) H. B. KELLER et J. M. CORK, *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 1030; W. D. BRODIE, *Proc. Phys. Soc.* (London), 67 A, 1954, p. 397; P. H. ONG, *Thèse*, Amsterdam.

([4]) Z. SUJKOWSKI et H. SLÄTIS, *Arkiv för Fysik*, 14, 1959, p. 101.

([5]) M. FRILLEY et M. VALADARES, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 468.

([6]) M. E. ROSE, *Internal Conversion Coefficients*, Amsterdam, 1958; L. A. SLIV et I. M. BAND, *Tables publiées par l'Académie des Sciences d'U. R. S. S.*, Moscou, 1958.

([7]) J. O. NEWTON, *Nuclear Physics*, 5, 1958, p. 218.

([8]) K. MAACK BISGARD, P. DAHL et K. OLESEN, *Nuclear Physics*, 12, 1959, p. 612.

([9]) G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR et B. R. MOTTELSON, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 29, n° 9, 1955.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *La résonance des protons du diphénylpicrylhydrazyl aux très basses températures.* Note (*) de MM. **Richard Reimann** et **René Beauvillain**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons étudié la résonance des protons du diphénylpicrylhydrazyl (DPPH) sous forme de poudre aux très basses températures dans des champs magnétiques montant jusqu'à environ 15 kG. A cet effet nous avons construit des cryostats qui nous ont permis d'atteindre environ 60° K en faisant bouillir sous pression réduite l'azote liquide et 20,5° K avec l'hydrogène liquide. Le spectrographe utilisé, du type autodyne, était analogue à celui qui nous a déjà servi à étudier la résonance des protons du DPPH à température ordinaire ([1]).

A la température de l'azote liquide nous avons constaté un élargissement et un dédoublement de la raie d'absorption, en conformité avec l'interprétation de Gutowsky ([2]) (*fig.* 1). Pour une fréquence de résonance de 57,2 Mc/s et pour une température de 50° K le déplacement chimique a une valeur de $7 \pm 0{,}5$ G.

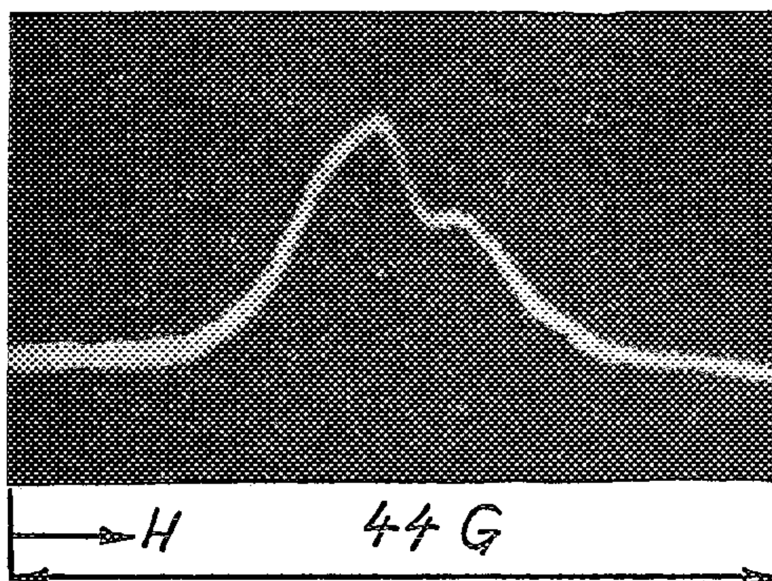


Fig. 1. — La raie de résonance du DPPH à 59° K et à 57,2 Mc/s.

Nous avons ensuite opéré à la température de l'hydrogène liquide dans le but d'améliorer la résolution. Nous avons alors observé un phénomène nouveau : Le spectre devient relativement étroit et comporte des « wiggles » pour un balayage de 50 c/s (*fig.* 2), ce qui prouve que le temps de relaxation T_1 est devenu beaucoup plus long. Simultanément la largeur de raie à mi-hauteur diminue et s'abaisse pour 61,4 Mc/s à l'ordre de grandeur de 3 G, nettement plus étroite qu'à la température ordinaire (5,2 G).

Nous avons tenté d'explorer les températures intermédiaires en laissant réchauffer lentement l'échantillon et en filmant en même temps la raie de résonance. Lorsque la température monte, les « wiggles » disparaissent peu à peu, mais la raie reste encore étroite. A partir d'une certaine tempé-

rature (environ 42° K pour un champ magnétique de 10 kG) elle s'élargit considérablement. La figure 3 montre l'oscillogramme à la température de transition. On voit une raie étroite superposée à une raie large. Il existe probablement au réchauffement un gradient de température dans l'échantillon : au centre le DPPH est encore froid, c'est-à-dire que la température est encore en dessous du point de transition, tandis que vers l'extérieur le DPPH a déjà atteint cette température critique.

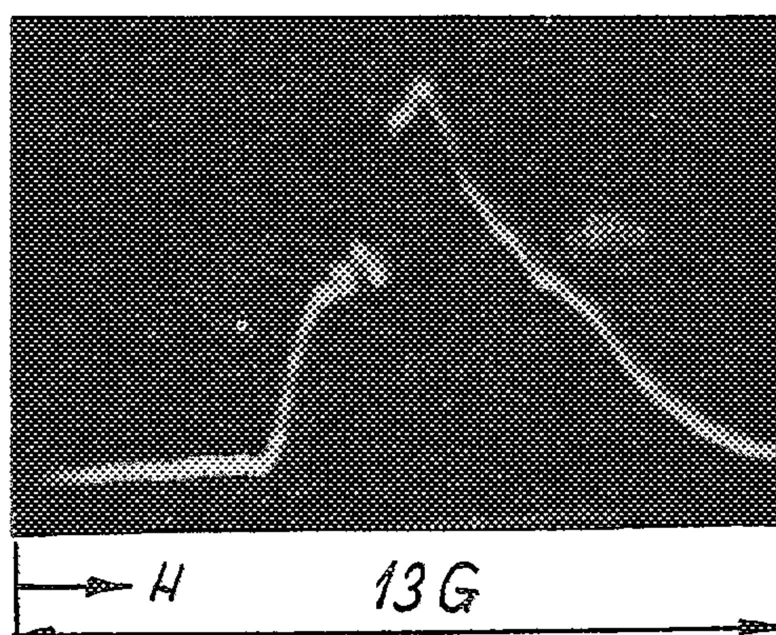


Fig. 2. — La raie de résonance du DPPH à 20,4° K et à 61,4 Mc/s.

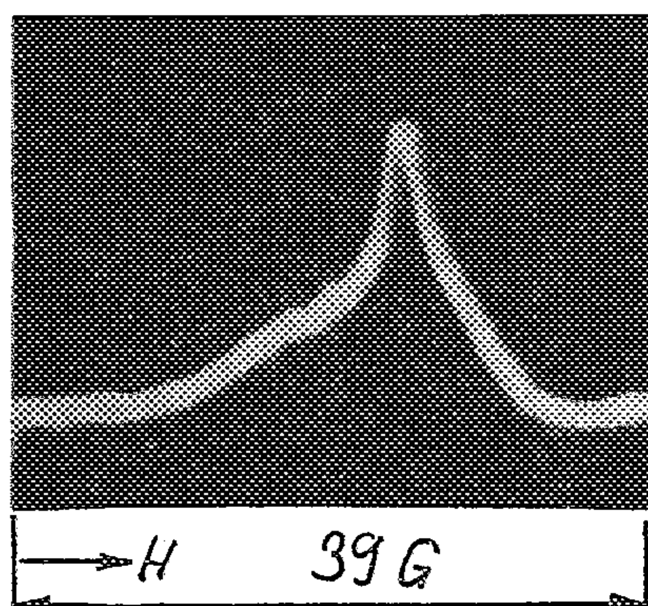


Fig. 3. — La température a atteint une valeur critique (environ 42° K) (f_0 = 44,6 Mc/s).

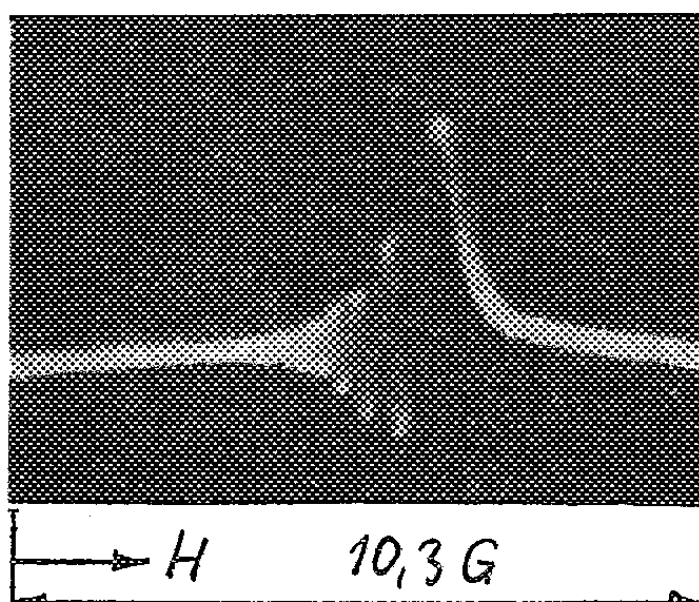


Fig. 4. — Le signal d'absorption à environ 20,4° K et 29,05 Mc/s.

La figure 4 montre un oscillogramme en un champ plus faible (6 800 G), et toujours à 20,5° K. La raie de résonance comporte beaucoup de « wiggles » et ressemble à celle des protons de l'eau. Le temps de relaxation T_1 spin-réseau semble donc s'être allongé et dépendrait de la valeur du champ directeur.

Conclusions. — Les expériences ont montré que la formule de Gutowsky pour le déplacement chimique ΔH n'est valable qu'au-dessus d'une certaine température, environ 42° K pour $H_0 = 10$ kG. En dessous de cette température critique un spectre fin apparaît et il faut pour le mesurer exactement opérer avec un balayage plus lent que celui dont nous disposons et sans doute aussi avec un champ magnétique très homogène, semblable à celui exigé pour les liquides en haute résolution. Le phénomène le plus frappant est la liaison entre la largeur de raie et le temps T_1, et l'influence du champ directeur H_0. Un principe d'explication possible résiderait peut-être dans le mécanisme de rétrécissement de la raie des électrons, étudié par Clogston et Jhule (³).

Avec le même appareillage nous avons également examiné différentes sortes de charbon de sucre. A la température de l'hydrogène liquide nous avons obtenu des phénomènes qui sont analogues à ceux mentionnés. Les résultats de ces expériences seront publiés dans une publication ultérieure en collaboration avec M. Becherer.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(¹) G. BERTHET et R. REIMANN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1830.

(³) H. S. GUTOWSKY, H. KASUMOTO, T. H. BROWN et D. H. ANDERSON, *J. Chem. Phys.*, 30, 1959, p. 860.

(²) S. GESCHWIND, A. M. CLOGSTON, *Phys. Rev.*, 108, nos 49-53, 1957.

(*Laboratoire d'Électronique de la Sorbonne*,
B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *La résonance des protons du charbon actif à différentes températures.* Note [*] de M. **Rudolf Becherer**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons soumis différents charbons actifs (saccharose carbonisé, préparé au laboratoire de M. Ubersfeld) à la résonance nucléaire. Nous étudions l'influence de la température sur la largeur des raies. Le paramagnétisme du charbon actif est lié à l'existence de radicaux libres dans la molécule. Le spin électronique crée au niveau des protons des champs magnétiques internes forts qui interagissent avec les spins nucléaires [1]. Nous observons l'influence de ces champs locaux sur la largeur et la forme du signal de résonance des protons.

1. Dispositif expérimental. — Le spectrographe utilisé, du type autodyne, est un oscillateur Clapp. Il assure en même temps la détection du signal par l'intermédiaire d'un détecteur synchrone, relié directement à la cathode de l'oscillateur [2] (*fig.* 1). L'avantage de ce spectrographe est

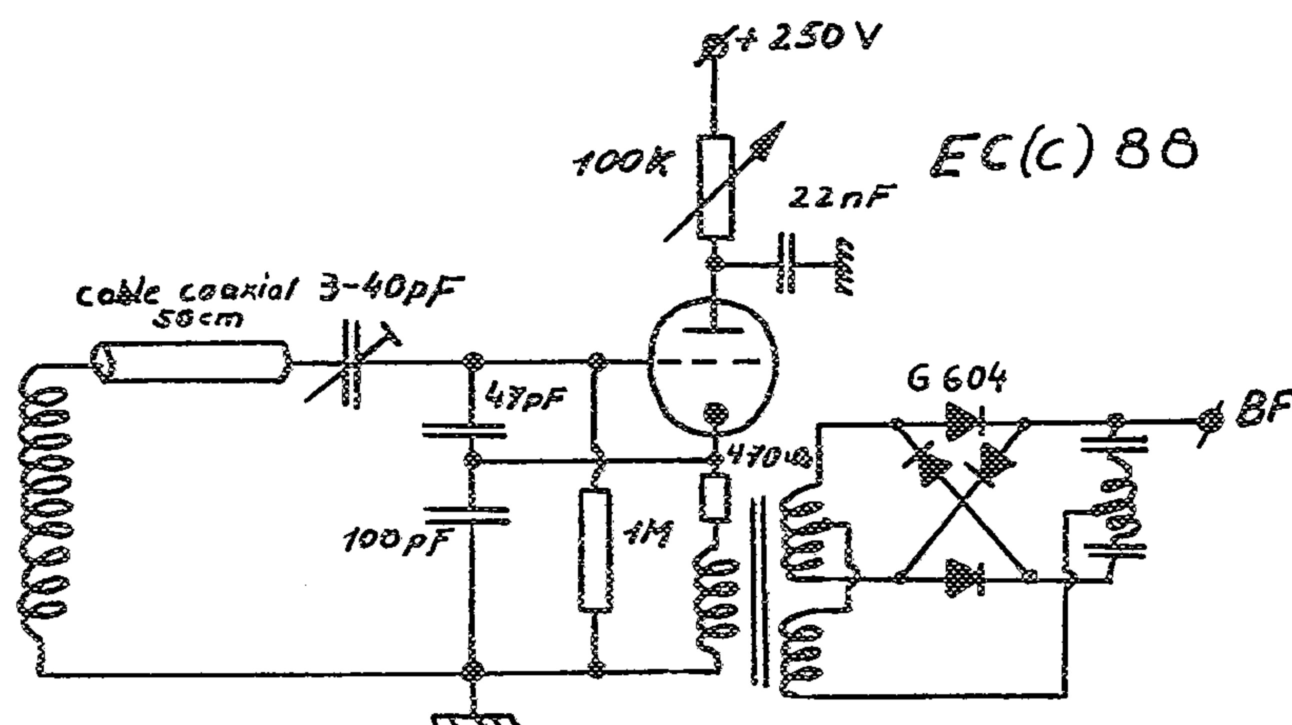


Fig. 1. — Oscillateur Clapp avec détection synchrone.

l'augmentation du rapport signal/bruit en comparaison avec ceux utilisant une détection anodique. Après préamplification, nous avons pu observer sur l'oscilloscope le signal de résonance des protons du charbon (saccharose carbonisé) à la fréquence d'environ 30 MHz.

2. Étude du signal de résonance. — Nous avons soumis à la résonance nucléaire différentes sortes de charbons-saccharose, qui contiennent plus ou moins de protons. Le saccharose 450° contient beaucoup de protons, tandis que le saccharose 750° contient très peu de protons. Entre les deux valeurs extrêmes, nous avons encore plusieurs sortes de saccharose carbonisé.

2.1. *Mesure à température ordinaire.* — Les mesures des différentes sortes de saccharose montrent une forme du signal très symétrique, presque

triangulaire (*fig.* 2). Et il nous paraît que les raies ne possèdent pas une forme classique de Gauss ou de Lorentz. Leurs largeurs de raie à mi-hauteur sont grossièrement égales. Leurs moyens donnent : 4,6 G $\pm$ 20 %.

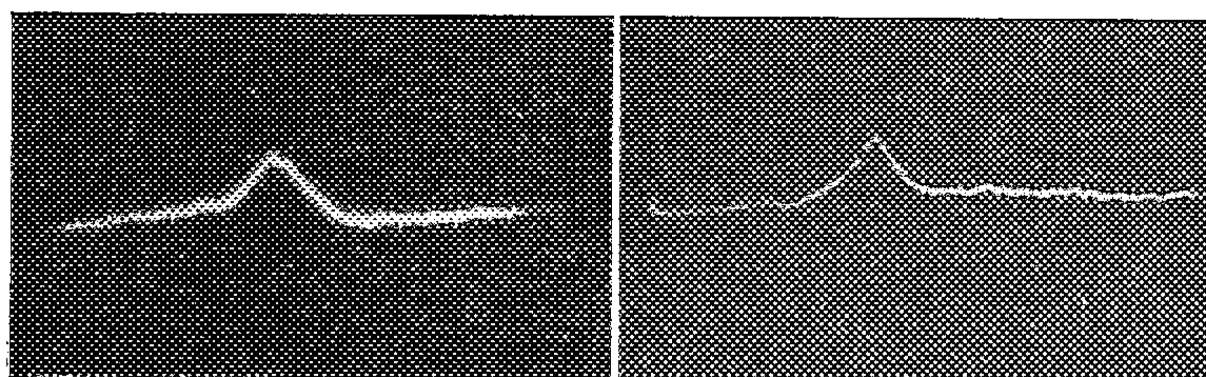


Fig. 2. Fig. 3.

Fig. 2. — Saccharose 450° à 20° K.
Largeur de la raie à mi-hauteur : 4,6 G $\pm$ 20 %.

Fig. 3. — Saccharose 450° à 70° K.
Largeur de la raie à mi-hauteur : 6,5 G $\pm$ 20 %.

2.2. *Mesure à température de l'azote liquide.* — La figure 3 représente le signal de résonance des protons du saccharose 450° à 77° K. Les figures 2 et 3 correspondent à peu près à la même valeur de balayage alternatif du champ directeur. Et l'on note un élargissement très net du signal. La forme reste encore symétrique. Comme à la température ordinaire, les largeurs à mi-hauteur des différents saccharoses restent grossièrement égales. Leurs moyens donnent : 6,5 G $\pm$ 20 %.

2.3. *Mesure à température de* 200° C. — La figure 4 représente le signal de résonance du saccharose 450° à 200° C. On observe un rétrécissement

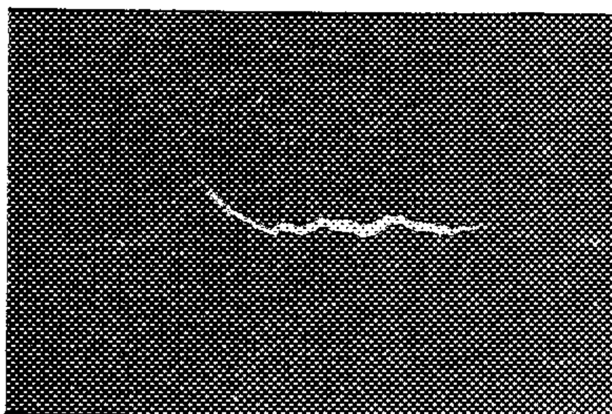


Fig. 4. — Saccharose 450° à 200° C.
Largeur de la raie à mi-hauteur : 2,7 G + 20 %.

de la raie, tandis que la forme de la raie reste la même. La moyenne pour les différents saccharoses est 2,7 G $\pm$ 20 %.

2.4. *Mesure à température de* 20° C *à* 60 MHz. — La forme du signal est aussi symétrique-triangulaire. Et l'on note un élargissement très net. Sa largeur de raie à mi-hauteur est du même ordre que celle de l'échantillon, mesuré à 30 MHz, mais à la température de l'azote liquide.

3. Discussion des résultats. — *a*. Nous avons établi un diagramme qui nous permet de déterminer facilement les largeurs de raies à mi-hauteur,

soit pour les différents échantillons, soit pour les différentes températures (*fig.* 5).

b. Nous supposons que l'élargissement et le rétrécissement obéissent à un mécanisme analogue à ceux du DPPH. Les champs locaux créés par

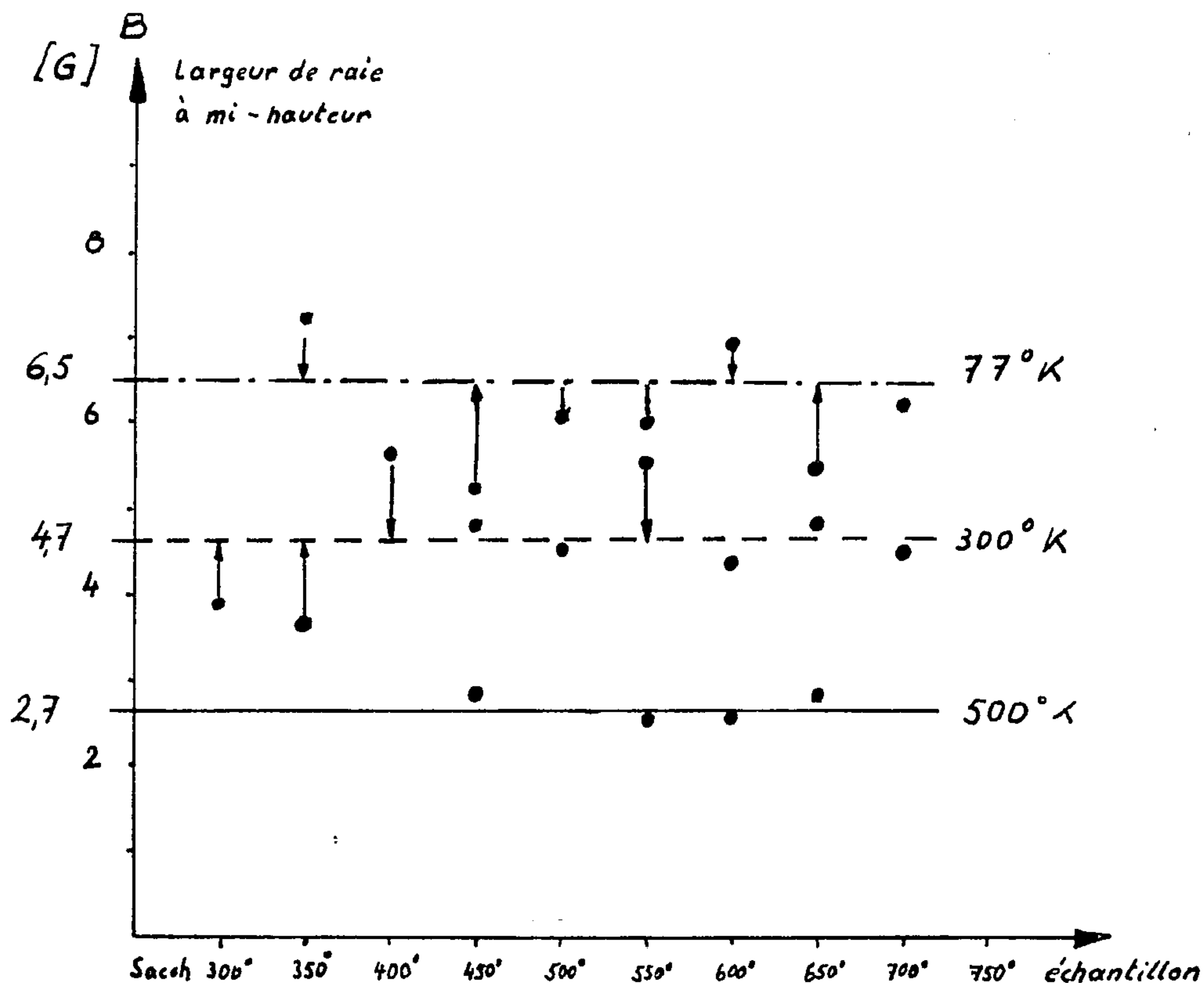


Fig. 5. — Largeur de raie à mi-hauteur en fonction de la température.

l'électron sont encore très faibles à la température de 200° C, mais ils interviennent de plus en plus en diminuant la température. Il en résulte une superposition des raies des différents protons, déplacées par le couplage avec l'électron. Dans ce cas, les déplacements sont proportionnels à la polarisation des électrons. La largeur de raie sera alors proportionnelle à H_0/T; H_0, champ directeur; T, température en Kelvin. Cette loi est bien vérifiée pour les mesures à 300 et 500° K. Pour les températures plus basses, le rapport ne correspond pas à cette loi et nous sommes en train de faire des expériences à plus basses températures.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) G. Berthet et R. Reimann, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1830.
(2) R. Becherer, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1037.

(*Laboratoire d'Électronique et Radioélectricité de la Sorbonne,*
B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude de l'effet Bloch-Siegert dans les champs magnétiques faibles.* Note de MM. **Henri Benoit** et **Henri Ottavi**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous étudions le déplacement Bloch-Siegert créé par un champ magnétique alternatif rectiligne perpendiculaire au champ magnétique directeur qui vaut ici environ 3 G. Les expériences ont été faites en faisant varier dans de larges limites la fréquence du champ perturbateur.

1. Dispositif expérimental. — Le dispositif de détection de la résonance magnétique nucléaire a été décrit par ailleurs (1) : nous utilisons un émetteur à la fréquence $f_1 = 12$ kHz, alimentant un système de bobines de Bloch et une démodulation synchrone à 12 kHz. Une deuxième paire de bobines d'excitation nous sert à créer un champ magnétique rectiligne alternatif d'amplitude $2h_2$ perpendiculaire aussi au champ magnétique directeur H_0.

La fréquence f_2 de ce champ h_2 est mesurée grâce à un périodemètre B. F. et son amplitude est déduite des caractéristiques géométriques de la bobine et de la mesure de l'intensité du courant.

Le déplacement Bloch-Siegert est mesuré en balayant le champ magnétique directeur H_0 grâce à un jeu de bobines auxiliaires préalablement étalonnées.

Nous avons réglé les conditions expérimentales de telle sorte que le déplacement soit de l'ordre de quelques centaines de hertz. En effet il y a avantage à utiliser une valeur élevée du déplacement pour réduire l'erreur relative, mais on est limité par l'élargissement de la résonance dû à l'inhomogénie du champ h_2.

2. Résultats. — Nous avons fait varier la fréquence f_1 entre 1 et 12,2 kHz (les formules restent valables pour le cas banal $f_2 = 0$). Nous distinguerons plusieurs cas selon l'écart entre f_1 et f_2.

Cas a : f_1 loin de f_2. — La fréquence f_2 est comprise entre 1 et 11,6 kHz. Dans ces conditions, l'angle θ entre le champ magnétique efficace dans le trièdre tournant à la vitesse angulaire ω_2 est faible. Nous pouvons alors calculer le déplacement B. S. grâce aux formules établies par J. Seiden (2) et en tenant compte des deux composantes circulaires du champ tournant.

Le tableau I représente les résultats observés. Le déplacement est mesuré avec une précision d'environ 0,5 mG (2,5 Hz). Cette précision est limitée par la difficulté du pointé du sommet de la raie. Le déplacement est aussi calculé à partir des caractéristiques du champ h_2. Les erreurs viennent ici essentiellement de la mesure du courant i_2 (1 %) et du calcul du champ h_2 créé par la bobine, en particulier, ce champ présente une inhomogénéité d'environ 5 % sur le volume de la bobine. Compte tenu de ces différentes erreurs, l'accord entre l'effet mesuré et l'effet calculé est satisfaisant.

TABLEAU I.

Mesures de l'effet Bloch-Siegert pour f_2 loin de $f_1 = 12$ kHz.

Les amplitudes des champs sont exprimées en fréquences par la formule $f = (\gamma/2\pi)H$.
Pour la dernière mesure (continu) on a pris la moyenne des deux valeurs obtenues pour deux valeurs de h_2 opposées, la direction de H_2 n'étant pas exactement perpendiculaire à celle du champ statique.

Fréquence f_2 de h_2 (kHz).	Amplitude de h_2 (Hz).	Effet Bloch-Siegert calculé (Hz).	Effet mesuré.	Écart (%).
1	1 160	113	115	+2
2	1 160	115	118,5	+3
3	1 160	119	120	+1
4	1 160	126	130	+3
5	1 160	135	140	+4
6	770	68	71	+4
7	770	77	78	+1
8	770	91	92	+1
9	770	115	117	+2
10	770	171	176	+3
11	445	108	105	−3
11,25	387	110	106	−4
11,5	315	113	112	−1
11,6	282	117	120	+3
0	1 830	139,4	138	−1

Cas b : f_2 voisin de f_1. — Lorsque la fréquence f_2 est comprise entre 11,8 et 12,2 kHz, l'angle θ entre le champ magnétique directeur et le champ efficace dans le trièdre tournant devient notable. La résonance se produit alors pour deux valeurs du champ comme l'a montré W. Anderson ([3]). La figure 1 représente l'un des enregistrements observés.

α. *Déplacement de fréquence.* — La figure 2 représente le déplacement de la résonance pour une fréquence f_2 fixe valant 11,8 kHz lorsqu'on fait varier l'amplitude du champ h_2, la courbe continue représente les prévisions théoriques : l'accord est bon et reste compris dans les limites d'erreur. Les mêmes expériences ont été aussi faites pour $f_2 = 11,9$ et $f_2 = 12,2$ kHz et ont corroboré les premiers résultats.

β. *Amplitude des signaux.* — Si la condition adiabatique est réalisée pour le champ efficace dans le référentiel qui tourne à la vitesse angulaire ω_2 et qui accompagne un élément de volume du liquide au cours de son mouvement, il faut modifier les équations d'Anderson ([3]) (appendice 1) et prendre $M_1 = M_0 \sin\theta$ et $m_1 = M_0 \sin\theta$. Les amplitudes des signaux sont alors proportionnelles à $(1 \pm \cos\theta)^2$. Cette loi a été effectivement

observée pour $f_2 = 12{,}2$ kHz qui est supérieure à f_1. Pour des fréquences inférieures à $f_1 = 12$ kHz, $f_2 = 11{,}9$ ou $11{,}8$ kHz, cette loi n'est pas vérifiée. Nous n'avons pas encore expliqué avec précision cette exception qui tient sans doute à ce que la condition adiabatique n'est plus réalisée pour ces valeurs de fréquence.

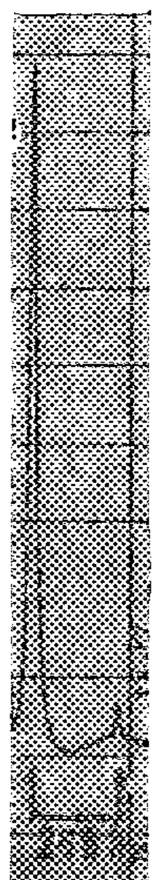


Fig. 1.

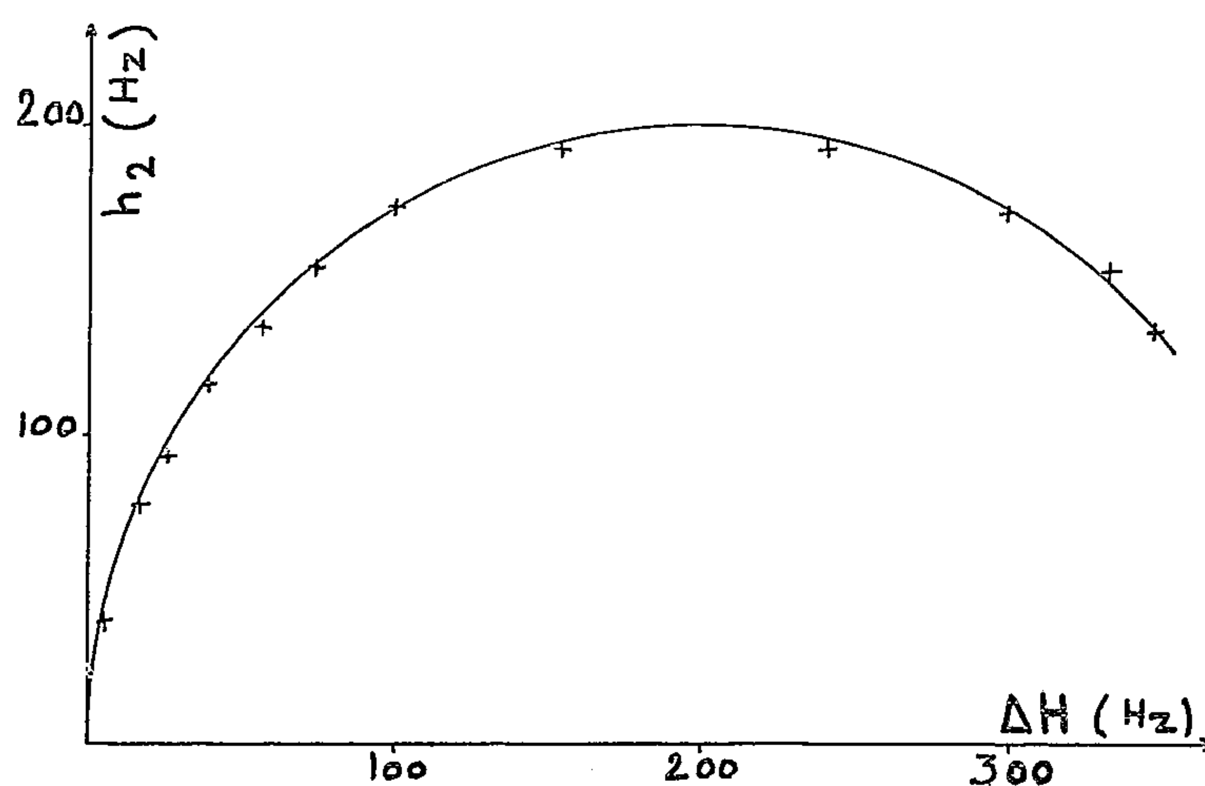


Fig. 2.

Fig. 1. — Effet Bloch-Siegert montrant l'apparition de deux raies pour un champ $h_2 = 36$ mG (155 Hz) réglé à une fréquence $f_2 = 11{,}8$ kHz inférieure de 200 Hz à la fréquence f_1.

Fig. 2. — Déplacement Bloch-Siegert ΔH, pour un champ h_2 de fréquence $f_2 = 11{,}8$ kHz et d'amplitude variable. Les amplitudes des champs ΔH et h_2 sont exprimées en fréquence. Les croix représentent les résultats expérimentaux et le cercle la courbe théorique calculée d'après la référence (3).

(1) H. Benoit et H. Ottavi, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2708.

(2) J. Seiden, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2228.

(3) W. A. Anderson, *Phys. Rev.*, 102, 1955, p. 151.

(*Laboratoire d'Électronique et Radioélectricité de la Sorbonne,* B. P. n° 9, *Fontenay-aux-Roses, Seine.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE. — *Résonance magnétique nucléaire de solutions de* Al_2Br_6 *et* C_6H_6 *dans le sulfure de carbone.* Note (*) de MM. **Desimir Janjic**, **Jean Delmau**, **Bernard Susz** et **Georges Béné**, transmise par M. Émile Briner.

L'étude de la constante diélectrique des solutions de Al_2Br_6 et C_6H_6 dans un dissolvant non polaire (CS_2) suggère l'existence de complexes d'addition entre ces deux molécules ([1]).

Nous nous proposons ici de mettre en évidence l'existence de ces mêmes complexes par résonance magnétique nucléaire. La liaison chimique unissant Al_2Br_6 au benzène dans ces complexes doit forcément changer l'entourage électronique des protons du benzène; ce changement doit se manifester par un déplacement de leur raie de résonance.

Expérimentalement, le premier problème est celui du repérage absolu de la raie protonique du benzène, complexé ou non. A cet effet, le benzène est placé dans un échantillon cylindrique de 5 mm de diamètre (spectrographe TTC; 25 Mc/s) contenant un second tube concentrique renfermant le standard externe, mésitylène, dont la raie de résonance des protons du cycle est suffisamment proche de celle du benzène pour permettre des comparaisons précises. Remarquons que le seul fait de diluer le benzène dans CS_2 tend à déplacer sa raie de résonance vers les valeurs faibles du champ ([2]).

Si le bromure d'aluminium agissait seulement comme diluant, il tendrait à accentuer cet effet d'une manière monotone. La formation éventuelle de complexe doit perturber ce phénomène.

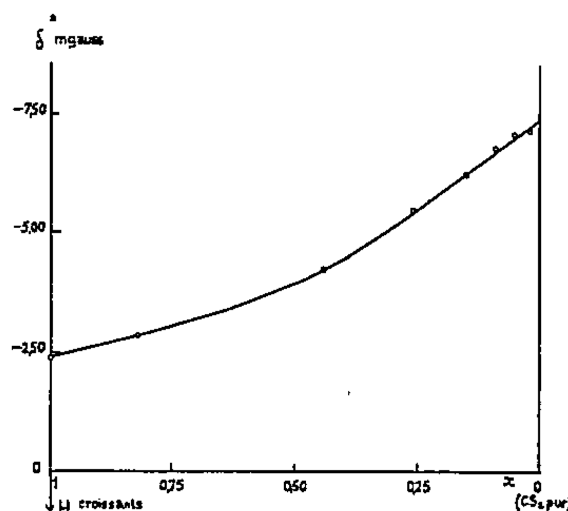


Fig. 1.

1. *L'effet du dissolvant* CS_2 sur la position de la raie de résonance du benzène est donné dans la figure 1, où l'on exprime la distance δ^* entre les raies protoniques du benzène et du cycle du mésitylène en fonction de la fraction molaire (x) de C_6H_6 dans CS_2.

L'emploi d'un standard externe implique une correction due à la différence entre les susceptibilités (χ) du standard et de la solution. Dans ces

conditions, le déplacement chimique vrai δ se déduit du déplacement δ^* observé par la relation

$$\delta = \delta^* + \frac{2\pi}{3}(\chi_{\text{standard}} - \chi_{\text{solution}}),$$

où χ est la susceptibilité par centimètre cube.

Pour des raisons que nous préciserons par la suite, les valeurs portées sur la courbe précédente sont les valeurs δ^*.

2. *L'effet du bromure d'aluminium* sur le benzène en solution dans CS_2 est analysé sur des échantillons préparés à l'abri de l'humidité (cage à gants) avec des produits très purs ([1]). Les tubes à essais ont été maintenus dans la cage 24 h avant chaque préparation et les mesures effectuées immédiatement après l'addition de Al_2Br_6 dans la solution composée de $CS_2 + C_6H_6$. Le diagramme ci-dessous (*fig.* 2) représente l'écart en

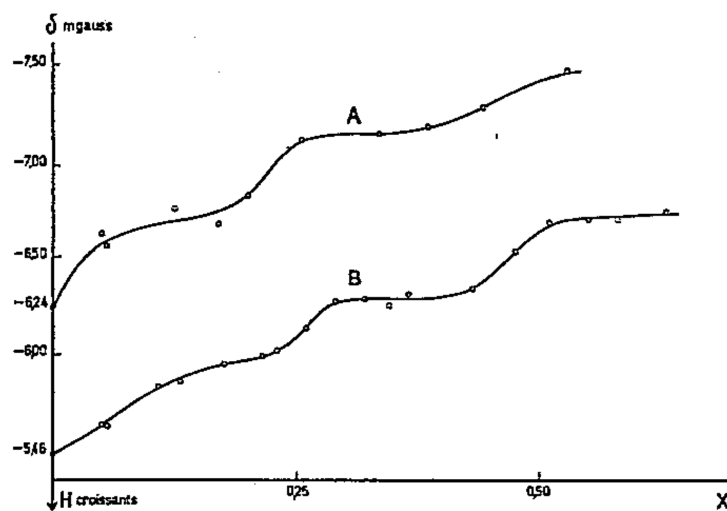


Fig. 2. — Discussion des résultats.

milligauss entre les raies de résonance protonique de C_6H_6 et du cycle du mésitylène (ordonnée) en fonction du rapport X moles Al_2Br_6/moles C_6H_6 (abscisse), sans tenir compte de la différence entre les susceptibilités magnétiques de la solution et du standard. Remarquons que cette correction n'affecterait pas l'allure des courbes. Deux séries de pointés ont été effectuées; elles correspondent à deux solutions mères ($C_6H_6 + CS_2$) différentes :

$$x = 0{,}15047 \quad \text{(courbe A)} \qquad \text{et} \qquad x = 0{,}26147 \quad \text{(courbe B)}.$$

L'examen de ce diagramme (*fig.* 2) montre qu'en plus de l'effet de dilution, les courbes présentent un certain nombre de points d'inflexion suivis de paliers. Il est à remarquer que ces points d'inflexion sont au voisinage de valeurs simples du rapport X moles Al_2Br_6/moles C_6H_6.

Pour les deux courbes, ces points correspondent à $X \cong 1/4$ et $X \cong 1/2$.

Sous l'action du champ extérieur H_0 la circulation des électrons π d'un cycle benzénique A produit au-dessus et au-dessous de ce cycle un champ de signe opposé ([3]), ([4]).

Un proton d'une molécule B voisine du cycle A « verra » ainsi un champ plus faible que H_0; sa résonance sera observée en augmentant le champ

extérieur : il y a déplacement de la résonance vers les champs forts. Par contre, la dilution du benzène, en éloignant la molécule B de la molécule A, rend B moins sensible au diamagnétisme créé par A.

Les protons de B résonnent pour une valeur plus faible du champ extérieur. Ce sont bien les résultats exprimés par la figure 1 (effet π) : une dilution du benzène rejette sa raie de résonance du côté des champs faibles.

Si Al_2Br_6 et le benzène présentent une interaction, la formation de complexes se traduira par une variation de cette courbe. C'est ce que nous constatons au voisinage des compositions stœchiométriques (*fig.* 2). Il se produit une variation rapide de la courbe au voisinage des compositions stœchiométriques, vers les champs faibles ($\cong 0,05.10^{-6}$). Il semble donc bien que l'existence des points d'inflexion soit liée à la formation de ces complexes.

Une interprétation possible est que l'interaction entre Al_2Br_6 et le benzène a lieu par l'intermédiaire des électrons π du benzène : les électrons π d'une molécule de benzène A se trouvant engagés dans une liaison ont perdu de leur mobilité et créent à l'emplacement d'une autre molécule de benzène B un champ diamagnétique moins important; la raie est déplacée du côté des champs faibles.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) A paraître dans *Helvetica Chimica Acta*.

(2) J. R. Zimmermann et M. R. Foster, *J. Phys. Chem.*, 61, 1957, p. 282.

(3) L. W. Reeves et W. G. Schneider, *Canad. J. Chem.*, 35, 1957, p. 251.

(4) J. A. Pople, W. G. Schneider et H. J. Bernstein, *High resolution nuclear magnetic resonance*, Mc Graw Hill, 1959.

(*Université de Genève, Suisse.*)

MAGNÉTOCHIMIE. — *Appareil de mesure de l'effet Hall pour solides pulvérulents.* Note (*) de M. **Pierre Bothorel**, présentée par M. Paul Pascal.

Appareil original permettant d'étudier directement la poudre, sans transformation préalable. Celle-ci est maintenue sous pression constante dans une cavité parallélépipédique pendant les mesures du coefficient de Hall, de la résistivité, de la magnétorésistance et de la masse volumique. L'influence de la pression sur ces grandeurs est étudiée jusqu'à 1 000 kg.cm⁻².

Rappelons brièvement la définition du coefficient de Hall. Soit un parallélépipède (*fig.* 1) traversé par un courant électrique d'intensité I et par une induction magnétique B perpendiculaire à I, il apparaît une différence de potentiel V_H perpendiculaire à I et B telle que

$$V_H = \frac{AIB}{b},$$

A est le coefficient de Hall; *b*, l'épaisseur du parallélépipède dans la direction de *b*. La mesure de A exige des éprouvettes parallélépipédiques. V_H est

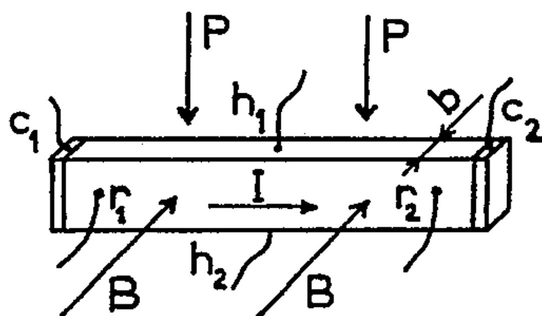


Fig. 1.

inversement proportionnel à *b*, la plaquette doit être mince. Pour que la différence de potentiel mesurée entre h_1 et h_2 soit égale à la totalité de la différence de potentiel de Hall, il faut que les électrodes h_1 et h_2 soient le plus loin possible des prises de courant électrique c_1 et c_2 [règles de Volger (1)]; l'éprouvette doit donc avoir une forme allongée. Elle doit, de plus, être suffisamment grande pour porter des électrodes de mesure; ses faces doivent être unies, ses dimensions connues avec précision. Beaucoup de semi-conducteurs ont des propriétés mécaniques voisines de celles des métaux, l'obtention de ces éprouvettes ne présente pas de grandes difficultés. Il n'en est pas de même pour tous les semi-conducteurs, en particulier pour les carbones prégraphitiques qui se présentent à l'état brut sous forme de poudre. Les expérimentateurs ont tourné la difficulté en transformant le produit initial, souvent en y intégrant un corps étranger, afin d'obtenir un matériau suffisamment rigide pour le façonnage en plaquettes (2). Mais jusqu'à présent aucune étude d'effet Hall n'a été faite directement sur la poudre initiale.

Nous avons réalisé un appareil de mesure de l'effet Hall des substances

pulvérulentes, sans transformation préalable. La poudre est placée dans un pot de presse puis comprimée sous pression constante pendant les mesures. Les parois isolantes de la cavité donnent à l'échantillon la forme parallélépipédique désirée. Un jeu d'électrodes permet la mesure du coefficient de Hall A, de la résistivité ρ, de la magnétorésistance $\Delta\rho/\rho$ et de la masse volumique *d*, en fonction de la pression.

Le pot de presse (*fig.* 2). — Un cylindre isolant en géarite (matière bakélisée) porte une rainure longitudinale de 3 mm d'épaisseur. Deux plaquettes

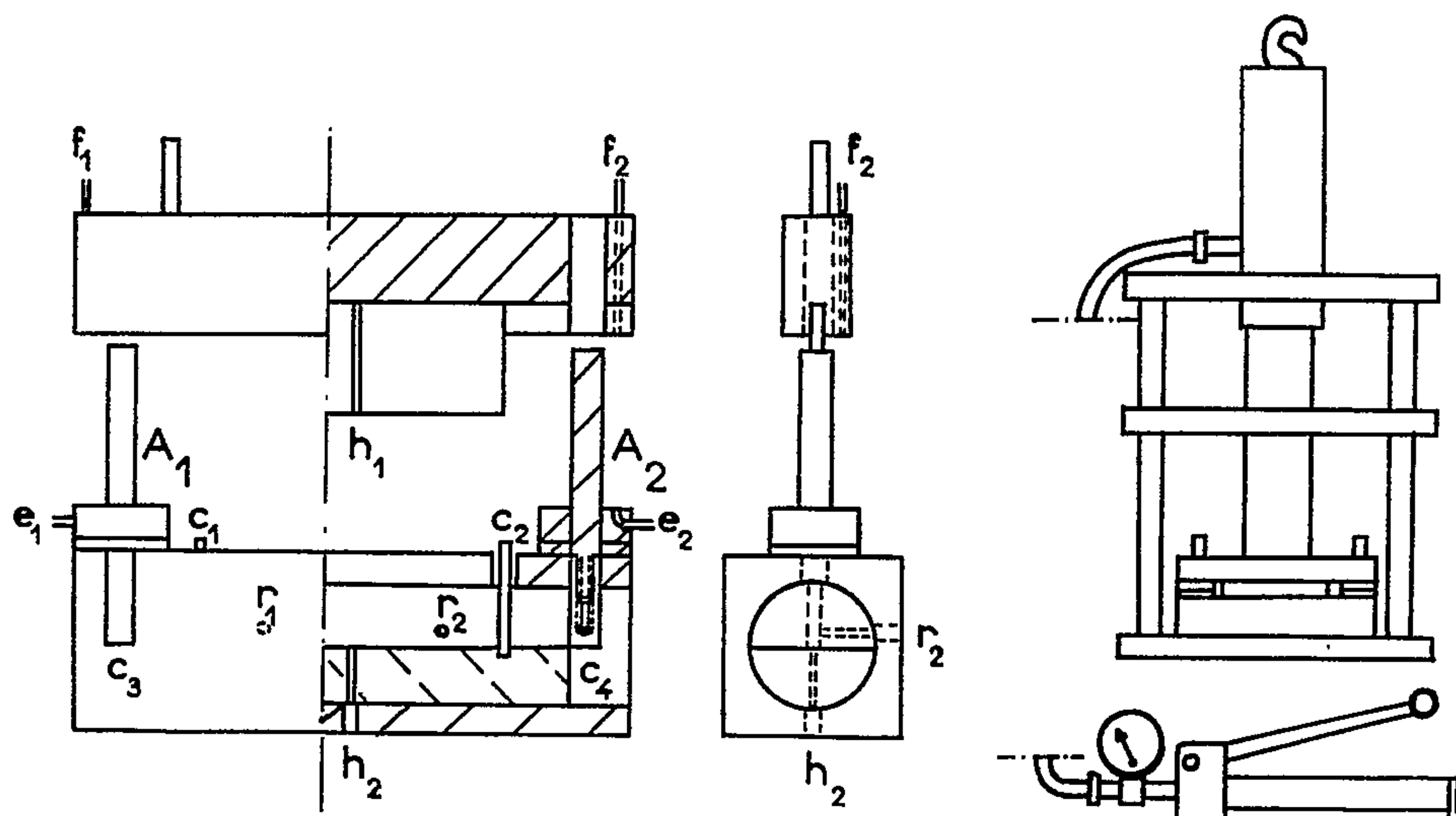


Fig. 2.

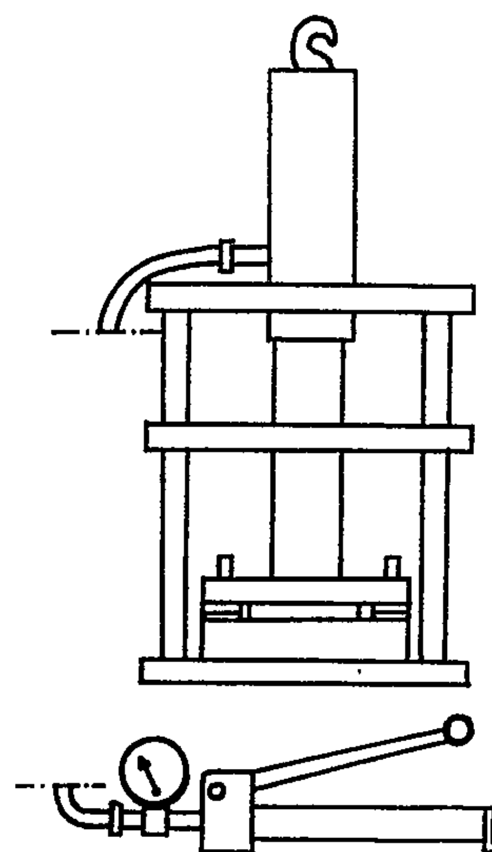


Fig. 3.

de laiton c_1 et c_2 fixées dans le cylindre limitent la longueur l de la cavité parallélépipédique dans laquelle est placée la poudre ($l = 50$ mm). Le courant électrique pénètre dans l'échantillon par c_1 et c_2. Des électrodes en argent (r_1, r_2, h_2) sont noyées dans l'isolant, leurs extrémités affleurent la surface interne de la cavité; r_1 et r_2 sont utilisées dans la mesure de la résistance et de la magnétorésistance, h_2 dans celle de l'effet Hall. Afin que le cylindre de géarite puisse supporter sans déformations des pressions de l'ordre de 1 t/cm^2, il est fixé sans jeu dans un bloc de laiton parallélépipédique. Deux plaques de laiton c_3 et c_4 empêchent toute dilatation longitudinale du cylindre. Le piston est constitué par deux plaquettes de verre de 3 mm d'épaisseur .encastrées dans un carré de laiton et séparées par une électrode de Hall, h_1. Le piston est guidé par deux colonnes A_1 et A_2. Des cales trouées enfilées sur A_1 et A_2 limitent la descente du piston, la hauteur de la cavité pouvant varier de 4 à 10 mm. Deux fils de laiton f_1 et f_2 traversent la tête du piston aux deux extrémités, ils en sont isolés et affleurent la face inférieure du laiton. Deux cales portent également deux électrodes e_1 et e_2 affleurant leur face supérieure. Deux circuits comportant une pile et une ampoule électrique sont reliés, l'un à e_1 et f_1,

l'autre à e_2 et f_2. Quand le piston entre en contact avec les cales, les deux ampoules s'allument.

La presse (*fig.* 3). — Le pot de presse est placé sur la face interne d'un cadre en duralumin. Un vérin fixé sur la face opposée agit sur le piston du pot de presse par l'intermédiaire d'un cylindre en duralumin. Une pompe portative actionnée par un levier envoie de l'huile sous pression dans le vérin après traversée d'un manomètre de mesure et d'une conduite souple. Le cadre est suspendu à un câble d'acier. Ce câble passe dans une poulie scellée au plafond, à la verticale de l'électroaimant; en le manœuvrant, on introduit aisément le pot de presse dans l'entrefer.

La mesure. — 2 g environ de poudre sont versés dans la cavité, le pot de presse est placé dans l'entrefer, la compression commence. Pour une pression p_0 lue au manomètre le piston vient en contact avec les cales; les ampoules s'allument. p_0 est la pression nécessaire pour rendre le volume de la poudre identique à celui défini par les cales; en effet les remontées sont faibles, inférieures à 1 %, le piston joue librement dans la cavité après décompression, les forces de frottement sont négligeables. On mesure ainsi la masse volumique d de la poudre en fonction de la pression. Pendant les mesures électriques, la pression p est maintenue légèrement supérieure à p_0. La différence $p - p_0$ n'agit pas sur la poudre, mais sur les cales en laiton. Si la pression dans le vérin n'est pas parfaitement constante, sa variation n'a aucune influence sur les mesures, la pression appliquée sur la poudre reste toujours égale à p_0. En enlevant des cales, on mesure A, ρ, $\Delta\rho/\rho$ et d en fonction de la pression, jusqu'à 1000 kg.cm^{-2}. Afin de ne pas dévier les lignes d'induction magnétique dans l'entrefer; le pot de presse ne comporte aucune pièce ferromagnétique. Il rentre dans un entrefer de 32 mm. Le courant pénétrant dans l'échantillon sur toute la surface de c_1 et c_2, les lignes de courant sont en tout point parallèles aux arêtes du parallélépipède. La poudre est fortement comprimée contre les électrodes pendant les mesures, ce qui élimine les résistances de contact parasites observées dans l'étude des plaquettes solides ([3]). Nous indiquerons les performances de cet appareil et les résultats obtenus à l'occasion d'une prochaine publication.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) J. Volger, *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 1023.

(2) G. H. Kinchin, *Proc. Roy. Soc.*, London, 217, 1953, p. 9; E. J. Seldin, 2e *Conférence sur le carbone*, Buffalo, 1955, p. 217; S. Mrozowski, U. S. P. 2.682.686, 1954.

(3) S. Mrozowski et A. Chaberski, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 74.

PHYSICOCHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Vérification expérimentale de l'effet de volume.* Note (*) de MM. **Marc Leng** et **Henri Benoit**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Deux échantillons, l'un de polystyrène, l'autre formé du même squelette de polystyrène mais portant à ses extrémités deux chaînes de polyméthacrylate de méthyle ont été étudiés par diffusion de la lumière en solution benzénique. On constate une augmentation du rayon de giration de la partie polystyrène quand on passe du polymère au copolymère. Ceci s'interprète par l'effet du solvant sur la statistique de la chaîne et est justifié par des considérations théoriques.

En première approximation, une macromolécule en chaîne linéaire obéit à la statistique de Gauss. Cependant dans un bon solvant, les interactions entre chaînons éloignés introduisent une perturbation qu'on a coutume de désigner sous le nom « d'effet de volume ». Cet effet a déjà fait l'objet de nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux. Bien que son existence semble reconnue, il nous a paru intéressant d'essayer d'en donner une preuve expérimentale directe.

Soit une chaîne macromoléculaire, d'extrémités O_1O_2, formée par polymérisation du monomère A et dont on connaît dans un bon solvant, le rayon de giration. Ajoutons à ses extrémités O_1O_2 deux chaînes formées par polymérisation du même monomère. Le rayon de giration de O_1O_2 doit croître car les deux chaînes supplémentaires contribuent à augmenter l'effet de volume. Comme il est impossible de vérifier expérimentalement cette conclusion, nous avons greffé aux extrémités O_1O_2 d'une chaîne de polystyrène, deux chaînes de polyméthacrylate de méthyle. Si maintenant nous dissolvons cet échantillon dans le benzène, bon solvant des deux types de polymères, l'étude de la lumière diffusée par cette solution nous conduit au résultat cherché. En effet l'indice du benzène étant identique à celui du polyméthacrylate de méthyle, ce dernier ne diffuse pas et l'étude de la répartition angulaire de la lumière diffusée permet de mesurer le rayon de giration de la partie O_1O_2 en présence des deux chaînes latérales. La comparaison du rayon de giration ainsi obtenu avec celui qu'on mesure pour la chaîne O_1O_2 en l'absence du polyméthacrylate de méthyle nous permet de mettre en évidence l'influence de ces extrémités sur la statistique de la chaîne O_1O_2.

Résultats expérimentaux. — La méthode d'obtention et la caractérisation des copolymères a été décrite ailleurs [1]. Les mesures de diffusion de lumière ont été faites sur le photogoniodiffusomètre de Wippler et Scheibling [2]. Les valeurs du rayon de giration ont été obtenues par extrapolation à concentration nulle suivant la méthode de Zimm.

Le tableau suivant résume nos résultats. Bien que l'augmentation du rayon de giration du polystyrène dans le copolymère soit faible, elle est

cependant supérieure aux erreurs expérimentales. Nous avons repris plusieurs fois nos expériences et l'erreur maximale ne dépassait pas 4 %.

N°		$\overline{M}_w.10^{-5}$.	% MMA.	ρ(A°).
242.	Polystyrène prélevé	9,3	7	635
	Copolymère	10,3		680
255.	Polystyrène prélevé	2,94	20	324
	Copolymère	3,5		360
270.	Polystyrène prélevé	2,25	23	317
	Copolymère	3		365
306.	Polystyrène prélevé	6,85	40	455
	Copolymère	11,6		510

Pour essayer d'interpréter quantitativement nos résultats nous avons utilisé, selon une suggestion de W. H. Stockmayer ([3]), la méthode de calcul employée par Fixman ([4]).

Cette méthode qui ne fournit que les premiers termes d'un développement en série, ne s'applique en toute rigueur qu'au voisinage du point θ; aussi ne peut-elle fournir que des indications, sans qu'il puisse être question d'une vérification quantitative précise.

D'après Fixman, dans un bon solvant, en présence d'effet de volume, le carré moyen $\langle L_{ij}^2 \rangle$ de la distance entre deux chaînons d'une chaîne est donnée par la formule

$$\langle L_{ij}^2 \rangle = (L_{ij}^2)_0 - X_{kl} \sum_{k>l} \sum \int L_{ij}^2 [P(L_{ij} O_{kl}) - P(L_{ij}) P(O_{kl})] \, dL_{ij} + \ldots,$$

$\langle L_{ij}^2 \rangle_0$ est le carré moyen de la distance entre deux chaînons en l'absence de l'effet de volume. P (L_{ij}) est définie comme la probabilité pour que les deux chaînons i et j soient à la distance L_{ij}, $P(O_{kl})$ comme la probabilité pour que k et l soient dans le même élément de volume, P $(L_{ij}\, O_{kl})$ comme la probabilité pour que ces deux événements soient réalisés simultanément. La double somme s'étend à tous les chaînons de la chaîne et la quantité X_{kl} représente l'énergie d'interaction entre les segments k et l. Elle prendra dans notre cas les trois valeurs X_{AA}, X_{BB}, X_{AB} suivant la position des segments k et l.

Toutes les fonctions de probabilité sont élémentaires et connaissant $\langle L_{ij}^2 \rangle$, on calculera le rayon de giration en utilisant la relation classique

$$\langle R^2 \rangle = \frac{1}{2n^2} \sum_i \sum_j \langle L_{ij}^2 \rangle,$$

où la double somme est uniquement étendue aux n segments i et j de la partie polystyrène.

La formule obtenue est assez compliquée, aussi ne l'expliciterons-nous que dans des cas particuliers.

Supposons que les chaînes de polyméthacrylate de méthyle aient une longueur infinie; nous obtenons

$$\frac{\langle R^2 \rangle_1}{\langle R^2 \rangle} = 1 + \left(\frac{3}{2\pi b^2}\right)^{\frac{3}{2}} n^{\frac{1}{2}} \left(\frac{52}{105} X_{AB} + \frac{70}{105} X_{BB}\right) + \ldots,$$

où $\langle R^2 \rangle_1$ est la valeur du rayon de giration du polystyrène dans le copolymère, $\langle R^2 \rangle$ celle du polystyrène seul. b est la longueur d'un segment, n le nombre de segments.

Si nous supposons $X_{AB} = X_{BB} = X$, faute de pouvoir déterminer ces quantités avec précision, $\langle R^2 \rangle_1 / \langle R^2 \rangle$ se mettra sous la forme

$$\frac{\langle R^2 \rangle_1}{\langle R_2 \rangle} = 1 + \left(\frac{3}{2\pi b^2}\right)^{\frac{3}{2}} n^{\frac{1}{2}} X a + \ldots,$$

où a est une constante qui dépend de la longueur des chaînes de polyméthacrylate de méthyle. Si cette longueur tend vers l'infini, nous avons montré que $a = 1{,}161$. Quand elle est de l'ordre du dixième de la longueur de la chaîne de polystyrène, ce qui correspond approximativement à nos trois premiers échantillons, on obtient, tous calculs faits, $a = 0{,}205$.

De ces formules, on peut conclure qu'effectivement, il doit y avoir une augmentation du rayon de giration du polystyrène dans le copolymère. Cependant cet effet est relativement faible, mais il est suffisant pour être mis en évidence sans aucune ambiguïté. Il apporte une preuve directe de l'exactitude, tout au moins qualitative des théories qui montrent que l'effet de volume influe sur les dimensions des chaînes macromoléculaires.

(*) Séance du 4 avril 1960.

(1) M. LENG et P. REMPP, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2720.
(2) C. WIPPLER et G. SCHEIBLING, *J. Chem. Phys.*, 4, 1954, p. 220.
(3) W. H. STOCKMAYER, Communication privée.
(4) M. FIXMAN, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 1656.

(Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.)

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude des systèmes* Fe_2O_3-La_2O_3 *et* Fe_2O_3-Sc_2O_3. Note (*) de Mme **Jeannine Cassedanne** et M. **Hubert Forestier**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'analyse aux rayons X et l'étude thermomagnétique du système Fe_2O_3-Sc_2O en phase solide met en évidence l'existence de solutions solides du type Fe_2O_3 α et Sc_2O_3. Le système Fe_2O_3-La_2O_3 présente seulement le composé Fe_2O_2-La_2O_3, sans solutions solides.

L'étude entreprise sur les combinaisons de Fe_2O_3 avec les oxydes de terres rares et l'oxyde d'yttrium [1] nous a conduits à rechercher l'existence éventuelle de solutions solides dans le système Fe_2O_3-La_2O_3, de part et d'autre du composé connu Fe_2O_3-La_2O_3 [2]. Dans le même ordre d'idées, nous avons examiné le système Fe_2O_3-Sc_2O_3; la place qu'occupe le scandium dans la classification périodique nous autorisait à penser qu'il pouvait avoir un comportement analogue à celui de l'oxyde d'yttrium. Les résultats obtenus sont très différents.

Les échantillons $x Fe_2O_3$, $(1-x) M_2O_3$ sont préparés par coprécipitation des hydroxydes [3], recuits pendant 24 h à différentes températures et trempés; ils sont ensuite examinés aux rayons X à l'aide d'une chambre P. M. de Wolff, associée à un monochromateur Guinier (rayonnement K_α du fer).

Les spectrogrammes effectués sur des échantillons $x Fe_2O_3$, $(1-x) La_2O_3$ trempés après recuit de 24 h à 1300, 1000 et 900° mettent en évidence :

1° un mélange de $Fe_2O_3 \alpha$ et de Fe_2O_3-La_2O_3 entre 0 et 50 % molécules de La_2O_3;

2° le composé défini Fe_2O_3-La_2O_3 [2] orthorhombique de type Perovskite D_{2h}^{16} $Pbnm$ de paramètres :

$$a = 5,544, \qquad b = 5,544, \qquad c = 7,854;$$

3° un mélange de Fe_2O_3-La_2O_3 et de La_2O_3 entre 50 et 100 % molécules de La_2O_3.

Un refroidissement lent des produits recuits à 900° n'indique aucun changement dans ces résultats.

Dans le cas du système Fe_2O_3-Sc_2O_3, les spectrogrammes ont été effectués sur deux séries d'échantillons, les premiers recuits pendant 24 h à 1000°, puis trempés; les seconds recuits pendant la même durée à 1050°, mais refroidis lentement.

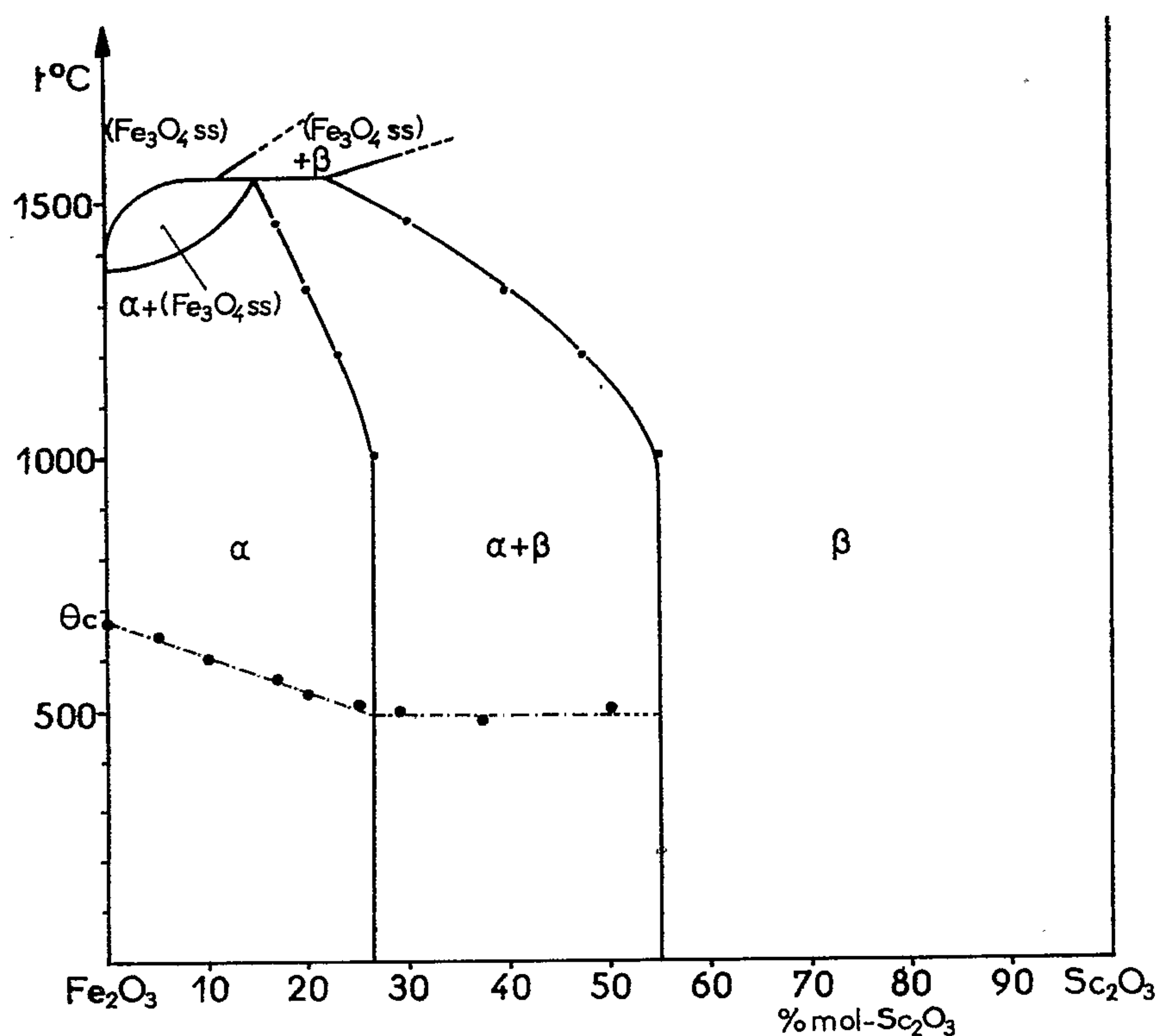
L'examen des clichés indique la présence de deux solutions solides α et β aux deux extrémités du diagramme (figure ci-contre).

La mesure de la variation des paramètres effectuée à l'aide des raies 110 et 300 de la solution solide α, et 222 et 440 de la solution solide β met en évidence (entre 0 et 1000° C) :

1° Une solution solide α rhomboédrique de type Fe_2O_3 (T_h^7) de composition comprise entre 0 et 27 % molécules de Sc_2O_3.

2° Une solution solide β cubique de type Sc_2O_3 (D_3^6) de composition comprise entre 55 et 100 % molécules de Sc_2O_3.

3° Un mélange des deux solutions solides α et β entre 27 et 55 % molécules de Sc_2O_3.



La solution solide α de Sc_2O_3 dans Fe_2O_3 α présentant le caractère ferromagnétique, nous avons déterminé la variation du point de Curie θ_c en fonction de la composition.

Le point de Curie décroît linéairement jusqu'à la solution solide limite où il atteint 490°.

Les échantillons trempés au-dessus de 1000° indiquent des variations de ces limites de solubilité résumées dans la figure ci-contre.

Au-dessus de 1350°, l'oxyde Fe_2O_3 commence à se transformer en magnétite et l'étude des spectrogrammes nous a permis de déterminer approximativement les domaines d'existence de l'oxyde Fe_3O_4.

L'étude du système Fe_2O_3-Sc_2O_3 est à rapprocher de celle des sys-

tèmes Fe_2O_3-Al_2O_3 et Fe_2O_3-Cr_2O_3 ([3]). Elle montre que l'oxyde de scandium Sc_2O_3 se comporte vis-à-vis de Fe_2O_3 d'une manière comparable à celle de Al_2O_3. Ces résultats sont très différents de ceux que nous avons observés avec La_2O_3 qui donne comme les autres terres rares et Y_2O_3, un composé défini ferromagnétique.

(*) Séance du 11 avril 1960.

([1]) H. Forestier et G. Guiot-Guillain, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1844; 235, 1952, p. 48; 237, 1953, p. 1554; R. Pauthenet et P. Blum, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 33; G. Guiot-Guillain, R. Pauthenet et H. Forestier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 155.

([2]) G. Guiot-Guillain, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1832; F. Bertaut et F. Forrat, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 129; S. Geller et E. A. Wood, *Acta Cryst.*, 9, 1956, p. 559.

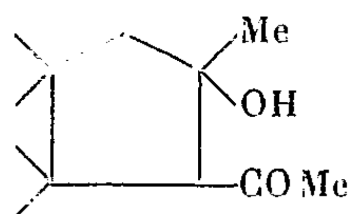
([3]) H. Forestier, *Thèse*, Paris, 1928.

(*Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg, Laboratoire de Chimie générale.*)

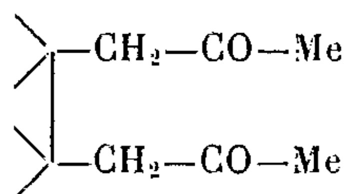
CHIMIE ORGANIQUE. — 1.3-*ternipentalane. Préparation et propriétés générales*. Note (*) de MM. **Joseph Wiemann** et **Pierre-François Casals**, présentée par M. Marcel Delépine.

Par réduction condensatrice d'acétyl-1 cyclopentènes à un potentiel élevé de préférence, on obtient, avec un bon rendement, les acétyl-1 hydroxy-5.1.3-ternipentalanes correspondants.

L'un de nous a montré en collaboration, que les cétones α-éthyléniques $\geq C_{\beta}=C_{\alpha}—C=O$, selon le potentiel de réduction et les substituants, donnent des produits variés; en augmentant le potentiel, ceux-ci évoluent des α-glycols α, α'-diéthyléniques vers les ε-dicétones ou les β-cétols de cyclisation correspondants; les substituants en α et aussi en β, ce qui est bien surprenant, diminuent jusqu'à les annuler, les rendements en glycols α; ainsi l'oxyde de mésityle $(Me)_2$ C=CH—CO—Me donne avec un rendement presque quantitatif le cétol cis

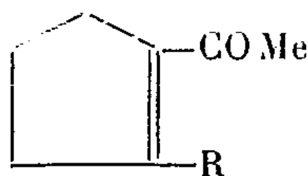


provenant de l'ε-dicétone :



l'isopropénylméthylcétone CH_2=CMe—COMe donne 25 % de β-cétol et 32 % d'ε-dicétone (1).

Il était donc à prévoir que les cétones du type

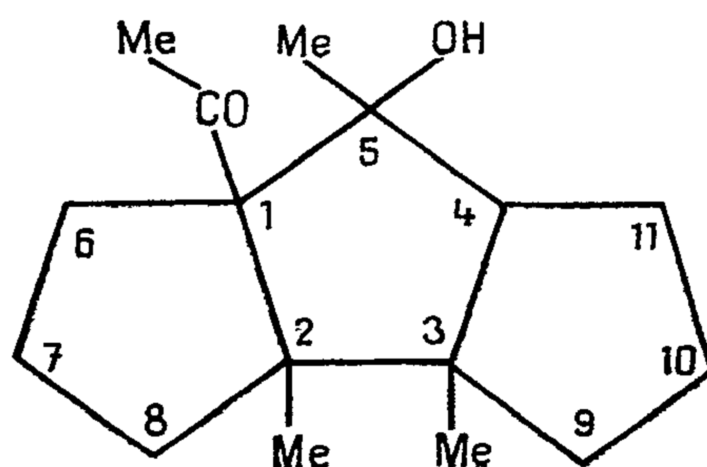


donneraient les ternipentalanes substitués, composés cycliques non encore obtenus à notre connaissance; les différentes fonctions alcool et cétone peuvent d'ailleurs conduire à des dérivés variés.

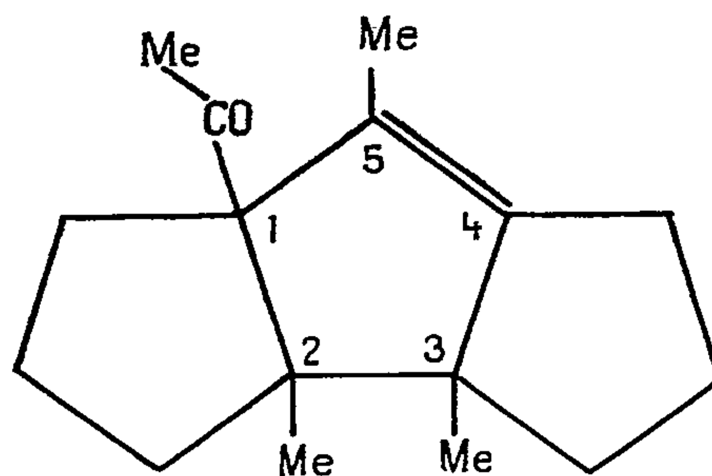
La réduction, comme les composés plus simples l'avaient montré, devait, pour donner de bons rendements, être effectuée à un potentiel élevé : l'amalgame de sodium par exemple; un potentiel plus bas, le zinc et l'acide acétique, donnent beaucoup de produits de réduction simple.

Ainsi le méthyl-2 acétyl-1 cyclopentène obtenu facilement par crotonisation interne de l'octane-dione-2.7 (2) donne les triméthyl-2.3.5

acétyl-1, hydroxy-5.1.3-ternipentalanes isomères avec un rendement de 75 % par réduction par un amalgame de sodium à 2,5 ‰; réduit par le zinc et l'acide acétique, le rendement en ce même composé n'est que de 20 %. Le pentaméthyl-1.3.3.4.4 acétyl-2 cyclopentène obtenu par réduction de l'oxyde de mésityle, puis déshydratation du cétol obtenu ([3]), donne de même le ternipentalane précédent portant en plus huit méthyles et 6.6.7.7 et 10.10.11.11.



I



II

Les structures sont établies par les propriétés physiques et chimiques. Les caractéristiques sont les suivantes :

1° *Triméthyl*-2.3.5 *acétyl*-1 *hydroxy*-5 1.3-*ternipentalane* (I), mélange des formes stéréoisomères : $\acute{E}_{0,02}$ 112-116°; n_D^{20} 1,5170; d_4^{20} 1,050.

Infrarouge : bande OH : 3 355 cm^{-1}, bande CO : 1700 cm^{-1}.

Forme cristallisée (éther de pétrole) F 89-89°,5 (microscope); $\acute{E}_{0,02}$ 125-126°; analyse : $C_{16}H_{26}O_2$, calculé %, 76,75; H 10,46; trouvé %, C 76,71; H 10,46.

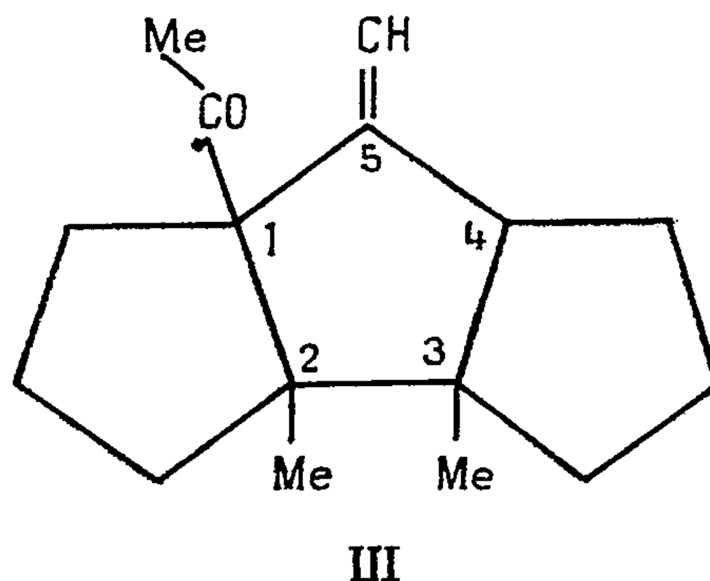
Infrarouge : bande OH : 3 380 cm^{-1}; bande CO : 1706 cm^{-1}.

Dosage H de OH : Zéréwitinoff : sur 117,3 mg (F 89-89°,5), volume CH_4 théorique à 20°,5 : 11,29 ml, trouvé : 11,3 ml pour 1,00 groupe OH par molécule.

2° *Undécaméthyl*-2.3.5.6.6.7.7.10.10.11.11 *acétyl*-1 *hydroxy*-5, 1.3-*ter*-

nipentalane, F 118-120°; $C_{24}H_{42}O_2$, calculé %, C 79,49; H 11,68; trouvé %, C 79,38; H 11,72.

Le triméthyl-2.3.5 acétyl-1 1-3-ternipentalane-ène-4 (II) et son isomère exométhylénique [le diméthyl-2.3 acétyl-1 méthylène-5 1.3-ternipentalane (III)], sont obtenus ensuite par déshydratation au moyen de l'acide paratoluène-sulfonique par exemple, ou de tout autre agent déshydratant; ils ont les propriétés suivantes :



III

Triméthyl-2.3.5 acétyl-1 1.3-ternipentalane-ène-4, en mélange avec son isomère à double liaison exocyclique : $É_{15}$ 157,5-158°, n_D^{20} 1,5155; d_4^{20} 1,005.

Spectre infrarouge : C=C : 1615 cm^{-1}; $\rangle$C=CH_2 : 1650 et 891 cm^{-1}; C=O : 1701 cm^{-1}; analyse : $C_{16}H_{24}O$, calculé %, C 82,70; H 10,41; trouvé %, C 82,61; H 10,30.

Les détails expérimentaux paraîtront dans un autre recueil.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) J. WIEMANN, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1960; *Colloque*, Montpellier, 1959 (sous presse); J. WIEMANN et Mme M. JON, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1960 (sous presse).

(2) T. R. MARSHALL et A. W. H. PERKIN, *J. Chem. Soc.*, 57, 1890, p. 241; E. E. BLAISE et A. KOCHLER, *Comptes rendus*, 148, 1909, p. 852.

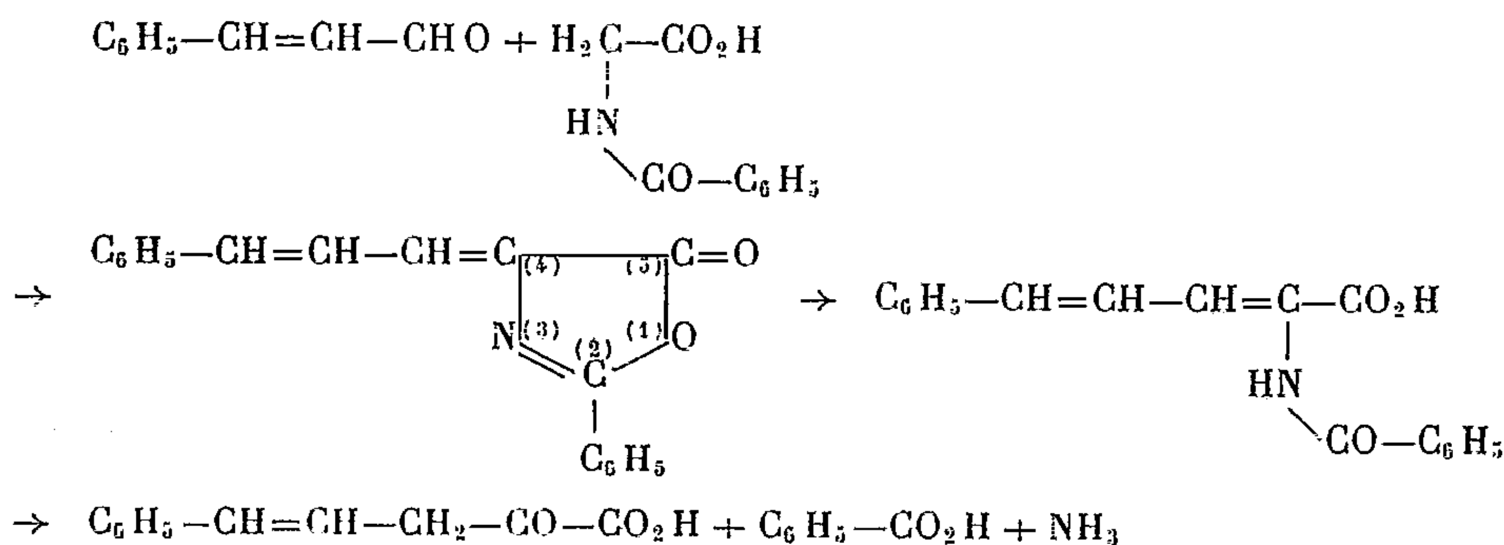
(3) M. KOLOBIELSKI et J. WIEMANN, *Comptes rendus*, t. 233, 1951, p. 691.

(*Laboratoire de Chimie Organique structurale, 24, rue Lhomond, Paris, 5e.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide styrylpyruvique. Étude de sa réactivité avec les aldéhydes aliphatiques.* Note (*) de M. **Georges Habib Labib**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide styrylpyruvique se condense avec les aldéhydes aliphatiques en milieu acéto-chlorhydrique à chaud pour donner des α-céto β-styryl γ-alcoylbutyrolactones dont on a étudié les propriétés.

1. L'acide styrylpyruvique $C_6H_5-CH=CH-CH_2-CO-CO_2H$ a été obtenu par M. Fétizon, H. Fritel et P. Baranger [1] à partir de la cinnamylidène-rhodanine et par T. E. Gorizdra et S. N. Baranov [2] par action de la soude à 20 % à chaud sur la cinnamylidène-5 thio-2 oxazolidone-4. Au cours d'une étude antérieure nous avions utilisé [3] pour accéder à cet acide α-cétonique le premier procédé, nous avons préféré essayer une des méthodes employées pour l'obtention d'acides α-cétoniques à savoir l'hydrolyse par la baryte à 25 % en milieu alcoolique pendant 22 h de la phényl-2 cinnamylidène-4 oxazolone-5, elle-même obtenue selon la technique de E. Baltozzi et de R. Robinson [4] par condensation à chaud de l'aldéhyde cinnamique avec l'acide hippurique en présence d'anhydride acétique et d'acétate de sodium fondu (Rdt 65 %); le schéma réactionnel est le suivant :



Nous avons isolé l'acide styrylpyruvique à l'état de sel de baryum insoluble dans l'eau et dans l'alcool; par action de l'acide chlorhydrique concentré on obtient l'acide F 198°. Nous avons comparé le produit avec un échantillon authentique obtenu par la méthode de Fétizon, P. M. déterminé par acidimétrie 188 (théorie pour $C_{11}H_{10}O_3 = 190$); il donne la coloration violette connue avec le chlorure ferrique en milieu alcoolique.

2. Comparativement à l'étude que nous avons faite relative à la réactivité de cet acide α-cétonique vis-à-vis des aldéhydes aromatiques [5] nous avons examiné le comportement de l'acide styrylpyruvique avec les aldéhydes aliphatiques; aldéhydes formique et acétique.

Nous avons constaté que l'acide styrylpyruvique se condensait en milieu acéto-chlorhydrique à chaud avec les aldéhydes indiqués; on obtient

les α-acéto β-styryl γ-alcoylbutyrolactones avec des rendements de 23 à 26 %, inférieurs à ceux que nous avons obtenus dans le cas de la condensation de cet acide avec les aldéhydes aromatiques

```
                   (β)          (α)
C6H5—CH=CH—CH————————C=O
               |            |           R { H    (F 217°)
         R—CH|            |C=O            { CH3 (F 155°)
            (γ)   \   O   /
```

Mode opératoire. — On chauffe en milieu acétique en présence d'acide chlorhydrique à 10 % des quantités équimoléculaires d'acide styrylpyruvique et d'aldéhyde à 100° pendant 7 h, après élimination du solvant sous vide, le résidu est repris par l'éther, la couche éthérée est épuisée par une solution de bicarbonate de potassium; l'acidification de la liqueur séparée provoque la précipitation d'une petite quantité d'acide α cétonique; la solution éthérée résiduelle est agitée avec de la soude à 3 %, le liquide aqueux donne par acidification par l'acide chlorhydrique dilué la cétolactone qui est purifiée par cristallisation dans l'alcool dilué.

La β-styryl α-cétobutyrolactone F 217° est énolisable, parfaitement titrable comme monoacide en présence de phénolphtaléine; P.M. trouvé 200,5 (théorie pour $C_{12}H_{10}O_3 = 202$).

Analyse : Calculé %, C 71,28; H 4,95; trouvé %, C 70,89; H 4,85.

Cette cétolactone donne en solution alcoolique assez concentrée une coloration brune persistante avec $FeCl_3$. Elle n'est pas décomposée à chaud en milieu alcalin. Soluble dans la soude diluée l'addition ultérieure de soude concentrée ne provoque pas de précipitation de sel.

La β-styryl γ-méthyl α-cétobutyrolactone F 155° est également titrable en présence de phénolphtaléine; P. M. trouvé 217,2 (théorie pour $C_{13}H_{12}O_3 = 216$).

Analyse : Calculé %, 72,22; H 5,55; trouvé %, 72,01, 71,63; H 5,80, 5,62.

Cette cétolactone donne en solution alcoolique une coloration brune persistante avec $FeCl_3$. Elle se décompose rapidement à chaud en milieu alcalin en donnant de l'aldéhyde acétique et de l'acide styrylpyruvique. La solution sodique diluée précipite par addition de soude concentrée, réaction donnée par de nombreuses α-cétolactones.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1722.

(2) *Zhur Obshcheĭ Khim.*, 26, 1956, p. 3092.

(3) G. H. Labib et P. Cordier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1548; G. H. Labib, *Thèse Doct. ès Sc. phys.*, Strasbourg, 1957, p. 124.

(4) *Chemistry et Industry*, 1954, p. 191.

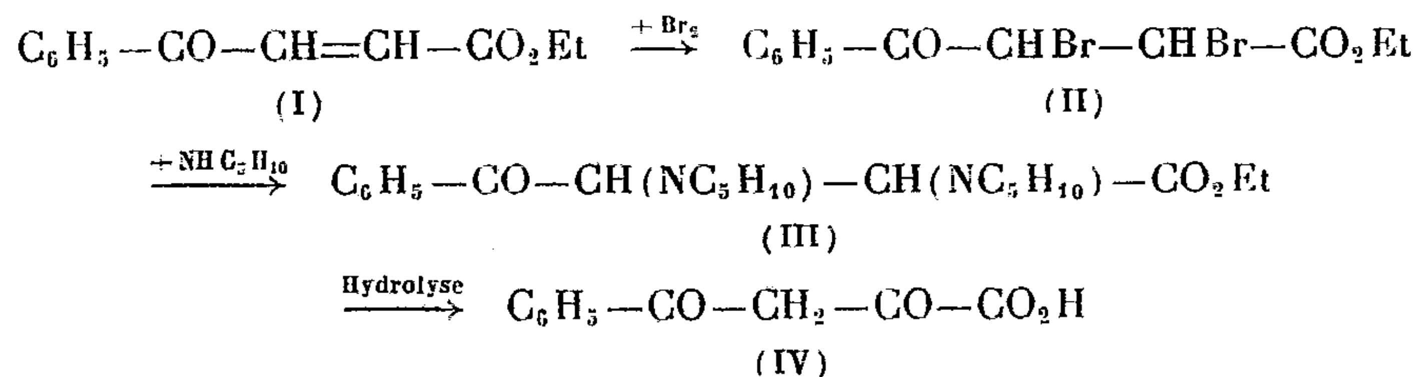
(5) G. H. Labib, *Thèse Doct. ès Sc. phys.*, Strasbourg, 1957, p. 135.

(*Département de Chimie, Faculté des Sciences d'Alexandrie.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une méthode de préparation de l'acide benzoylpyruvique.* Note de M. **Louis Petit**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le déroulement normal de nos études biologiques sur les acides α-cétoniques m'a conduit à envisager la préparation de l'acide benzoylpyruvique (IV), par application des réactions grâce auxquelles ont été décrites deux méthodes générales de préparation, l'une des dicétones α (1) et l'autre des acides α cétoniques (2).

Le présent travail est consacré à l'obtention de cet acide α-γ-dicétonique. Le procédé peut s'esquisser comme suit : benzoylacrylate d'éthyle (I) → α-β-dibromo β-benzoyl-propionate d'éthyle (II) → α-β-dipipéridino β-benzoyl-propionate d'éthyle (III) → acide benzoyl pyruvique (IV).



$$C_6H_5-CO-CH{=}CH-CO_2Et \xrightarrow{+Br_2} C_6H_5-CO-CHBr-CHBr-CO_2Et$$
(I) (II)

$$\xrightarrow{+NHC_5H_{10}} C_6H_5-CO-CH(NC_5H_{10})-CH(NC_5H_{10})-CO_2Et$$
(III)

$$\xrightarrow{\text{Hydrolyse}} C_6H_5-CO-CH_2-CO-CO_2H$$
(IV)

Les analogies de structure qui existent entre les esters α-β-éthyléniques et les cétones α-β-éthyléniques mettent, dans la molécule de benzoylacrylate d'éthyle (I), la fonction carboxyle et la fonction carbonyle en compétition.

On a montré que la fonction carboxylique prévalait puisque, seul l'acide benzoylpyruvique a été obtenu, alors que la réaction d'hydrolyse résultant de l'influence du radical carbonyle aurait conduit à un acide β-γ-dicétonique de formule C_6H_5—CO—CO—CH_2—COOH.

Méthode expérimentale. — *α-β-dibromo β-benzoyl-propionate d'éthyle.* — A 25 g de benzoylacrylate d'éthyle (0,12 mole) solubilisés dans 50 ml de tétrachlorure de carbone, on ajoute goutte à goutte 19,5 g de brome (0,24 mole). La solution décolorée est distillée sous pression réduite pour éliminer le tétrachlorure de carbone. Le magma résiduel (44 g, Rdt 98 %) est solubilisé dans 50 ml d'éthanol à 95°.

α-β-dipipéridino β-benzoyl-propionate d'éthyle. — A la solution éthanolique ainsi formée, on ajoute lentement en solution dans de l'éthanol à 95° (50 ml) 41,6 g de pipéridine (0,48 mole) fraîchement distillée. On note une importante élévation de température (l'éthanol entre en ébullition). Après 3 h d'ébullition au reflux, on chasse l'éthanol. On reprend par l'éther et lave à l'eau pour éliminer le bromhydrate de pipéridine formé ainsi que la pipéridine qui n'a pas réagi. La phase éthérée est séchée sur sulfate de sodium et distillée. Il reste un résidu gommeux.

Réaction d'hydrolyse. — On utilise l'appareil à entraînement à la vapeur et extraction simultanée par un solvant décrit par Neufeld et Garvey (3). Dans le ballon 1 on place le résidu gommeux précédent, 750 ml d'eau, 75 g d'acide sulfurique concentré. Dans le ballon 2 on introduit 250 ml d'éther sulfurique. Après 3 h d'ébullition on traite séparément la solution sulfurique et la solution éthérée.

1° *Traitement de la solution sulfurique.* — Après refroidissement, la solution est extraite 4 à 5 fois à l'éther. L'éther d'extraction des cristaux d'acide benzoyl pyruvique et l'éther du ballon 2 sont réunis.

La solution sulfurique est rendue franchement alcaline par de la soude alcoolique à 10 %. Le sulfate de sodium formé précipité, on l'élimine par filtration et le lave à l'alcool. L'ensemble des eaux alcooliques est soumis à l'entraînement à la vapeur.

Dans le distillat on caractérise la pipéridine libre (avec CS_2 on a un dipéridinodithiocarbamate de pipéridine qui donne un complexe brun avec le sulfate de cuivre).

2° *Traitement de la solution éthérée.* — Les solutions éthérées réunies précédemment sont lavées au bicarbonate de sodium pour extraire l'acide benzoylpyruvique, puis introduites dans un ballon contenant 3,5 g de dinitro 2.4-phénylhydrazine dans 250 ml d'alcool et 5 ml d'acide chlorhydrique concentré. On porte à l'ébullition pendant 5 mn et concentre. Par refroidissement on obtient 5,5 g de la dinitro-2.4 phénylhydrazone de l'acétophénone, fondant seule et en mélange avec un échantillon authentique à 252° (éthanol).

La solution alcaline de lavage des solutions éthérées est rendue acide avec précaution. L'acide benzoylpyruvique précipite sous forme de cristaux blancs qui sont filtrés et claircés à l'eau distillée. On obtient 10 g d'acide benzoylpyruvique (Rdt 43 %) cristallisant en solution acétique, fondant à 162°. Analyse calculée pour $C_{10}H_8O_4$.

Calculé %, C 62,49; H 4,19; trouvé %, C 62,57; H 4,35.

(1) Ch. Dufraisse et H. Moureu, *Bull. Soc. Chem.*, 4e série, 41, 1927, p. 1370.
(2) H. Moureu, P. Chovin et L. Petit, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 988.
(3) Neufeld et Garvey, *Austrian Ch. Ind. J. A. proc.*, t. 15, 1946, p. 371.

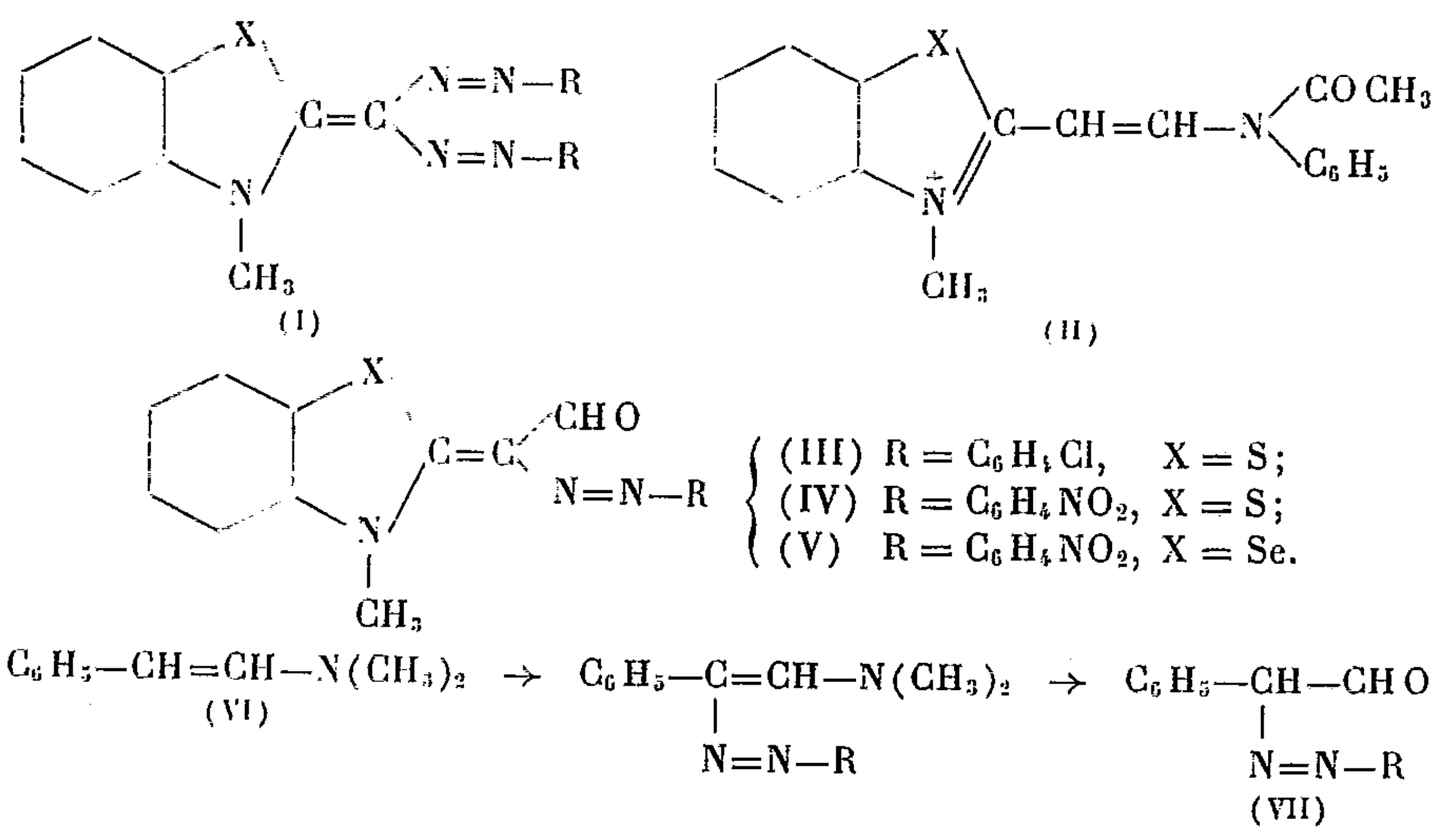
(*Laboratoire de Chimie, Hôpital E. Widal, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Colorants azoïques dérivés des composés acétanilidovinyliques hétérocycliques.* Note de M. **Henri Wahl**, présentée par M. Marcel Delépine.

En même temps que la copulation, on observe une hydrolyse du groupe acétanilide et, par conséquent, la formation de monoazoïques portant une fonction aldéhyde.

Les colorants disazoïques préparés à partir des sels quaternaires hétérocycliques possédant un groupe méthyle réactif ont fait l'objet de plusieurs Communications antérieures et j'ai proposé pour ces produits, caractérisés par la présence de deux groupes azoïques sur le même atome de carbone le nom de pseudoformazanes ([1]) [formule (I), X : S, Se, C $(CH_3)_2$...].

Il était naturel d'étudier ce qui se passe lorsqu'un des hydrogènes du groupe méthyle est préalablement substitué. Des essais qualitatifs m'ont montré la possibilité de former ainsi un nombre considérable de colorants. Récemment Treibs et Zimmer-Galler ([2]) ont signalé que les cyanines elles-mêmes copulent avec les diazoïques et ceci m'engage à faire connaître les résultats obtenus avec des intermédiaires classiques de la chimie des cyanines, les composés acétanilidovinyliques.



A titre d'exemple, le méthylsulfate d'acétanilidovinyle-2 méthyl-1 benzothiazole [X = S dans (II)] (4,20 g soit 1/100e de mole) a été dissous dans un mélange à parties égales d'eau et de pyridine (5 cl de mélange) puis mélangé peu à peu à une température de 5 à 10° C avec une solution aqueuse de chlorure de chloro-4 phényldiazonium (1/100e de mole). Il apparaît rapidement un abondant précipité cristallin qui est séparé, lavé et recristallisé dans la pyridine aqueuse. Il se présente en magnifiques paillettes brillantes jaune orangé, solubles en jaune dans l'acide sulfurique concentré, en orangé dans les solvants organiques, F 227°.

L'analyse élémentaire conduit à la formule brute $C_{16}H_{12}ON_3ClS$, P. M. 315,5 calculé %, C 58,27; H 3,64; N 12,76; Cl 10,77; S 9,71; trouvé %, C 58,33; H 3,75; N 12,41; Cl 10,93; S 9,91.

Il en résulte qu'il y a eu simultanément fixation du reste azoïque et hydrolyse du groupe acétanilide, ce qui conduit à la formule développée (III) qui fait de ce produit le (*chloro-4' phénylazo*)-8 *formyl*-8 *méthylène*-2 *méthyl*-1 *dihydrobenzothiazole.*

Une confirmation de la présence du groupe aldéhyde est donnée par la formation facile, par simple ébullition avec une solution alcoolique de *p*-nitrophénylhydrazine d'une *p-nitrophénylhydrazone* cristallisée en très belles aiguilles presque noires, à reflets verts (alcool) F 271° C (déc.). Analyses : $C_{22}H_{17}O_2N_6ClS$, P. M. 462,5, calculé %, N 18,16; Cl 7,64; trouvé %, N 18,20; Cl 7,34.

Un résultat analogue a été observé avec le chlorure de nitro-4 phényldiazonium qui conduit au (*nitro-4' phénylazo*)-8 *formyl*-8 *méthylène*-2 *méthyl*-1 *dihydrobenzothiazole* (IV), aiguilles à reflets bleu acier (pyridine) F 277,5° C. Analyses : $C_{16}H_{12}O_3N_4S$, P. M. 340, calculé %, C 56,47; H 3,52; N 16,47; S 9,41; trouvé % C 56,87; H 3,83; N 16,23; S 9,34; tandis que l'analogue sélénié de (II) (X = Se) donne naissance au (*nitro-4' phénylazo-*)-8 *formyl*-8 *méthylène*-2 *méthyl*-1 *dihydrobenzosélénazole* (V) F 273° C en cristaux à reflets gris bleu (pyridine). Analyses : $C_{16}H_{12}O_3N_4Se$, P. M. 387 calculé %, C 49,61; H 3,10; N 14,47; Se 20,46; trouvé %, C 50,23; H 3,42; N 14,95; Se 19,82.

Ces trois colorants présentent, dans le visible une bande d'absorption unique dont la position varie très légèrement selon le solvant; dans le dioxanne, on a noté $\lambda_m = 411$ mμ pour le dérivé chloré (III), $\lambda_m = 469$ mμ pour (IV) et $\lambda_m = 472$ mμ pour (V) et, dans la pyridine, respectivement 415, 485 et 482 mμ (solution M/25 000).

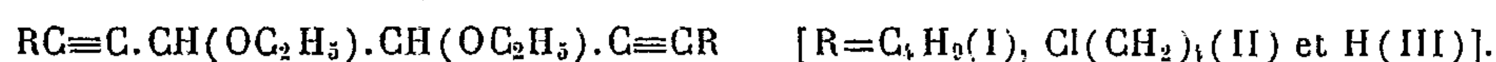
La réaction paraît donc générale et est comparable à celle que Cracy, Quayle et Lester ([3]) ont décrite dans le cas du diméthylamino-2 styrène : copulation sur le carbone (I) puis hydrolyse et transposition [formules (VI) et (VII)]. Il convient cependant de remarquer que, dans le cas des dérivés hétérocycliques (II), le passage aux aldéhydes présente des difficultés que la présence du groupe azoïque atténue donc singulièrement.

(1) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 136; cf. *Ind. Chim. Belge*, 22, 1957, p. 165.
(2) *Lieb. Ann.*, 627, 1959, p. 166.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 5584.

(*École Nationale Supérieure des Industries chimiques, Nancy.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la synthèse des α-diéthers diacétyléniques par condensation des magnésiens acétyléniques avec le dichlorodiéthoxyéthane symétrique* ([1]). Note (*) de MM. **Roland Epsztein** et **Serge Holand**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La condensation de l'éther dichloré $C_2H_5OCHCl.CHClOC_2H_5$ avec les magnésiens acétyléniques, RC≡CMgBr, a fourni les diéthers diacétyléniques :

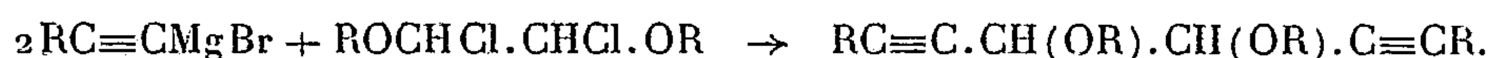

$RC{\equiv}C.CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5).C{\equiv}CR$ [$R=C_4H_9$(I), $Cl(CH_2)_4$(II) et H(III)].

Quelques synthèses ont été réalisées à partir du composé (III) qui contient deux fonctions acétyléniques vraies.

Des recherches effectuées dans notre laboratoire au cours des dernières années ([2]), ([3]), avaient montré la possibilité de condenser les magnésiens acétyléniques avec le glyoxal, ouvrant ainsi la voie à une nouvelle série de glycols diacétyléniques de formule générale,


$$RC{\equiv}C.CH(OH).CH(OH).C{\equiv}CR.$$

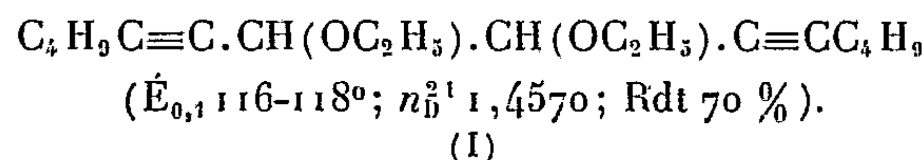
Il nous a semblé intéressant d'étudier parallèlement l'action des magnésiens acétyléniques sur les diéthers dichlorés de formule ROCHCl.CHClOR, qui pouvait conduire aux diéthers correspondant aux glycols ci-dessus,


$$2RC{\equiv}CMgBr + ROCHCl.CHCl.OR \rightarrow RC{\equiv}C.CH(OR).CH(OR).C{\equiv}CR.$$

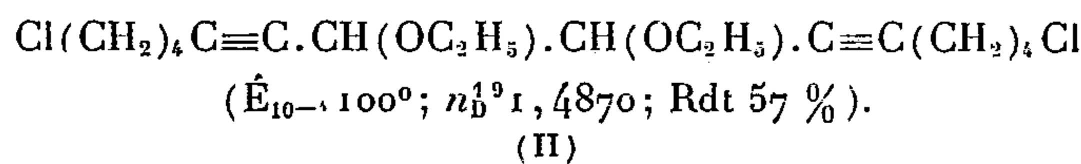
Notons que la préparation des diéthers dichlorés se fait aisément à partir du polyglyoxal technique, par l'intermédiaire de ses acétals ([4]). Par contre, l'obtention de glyoxal monomère anhydre, seul utilisable pour les réactions de Grignard, constitue une opération brutale et difficilement contrôlable ([5]).

Comme matière première pour nos essais, nous avons choisi le diéthoxy-1.2 dichloro-1.2 éthane qui se prépare d'après Fiesselmann et Horndler ([4]), par action du pentachlorure de phosphore sur le diacétal éthylique du glyoxal.

Nous avons fait agir cet éther sur le magnésien de l'hexyne-1 ce qui nous a fourni le diéthoxy-7.8 tétradécadiyne-5.9 (I),

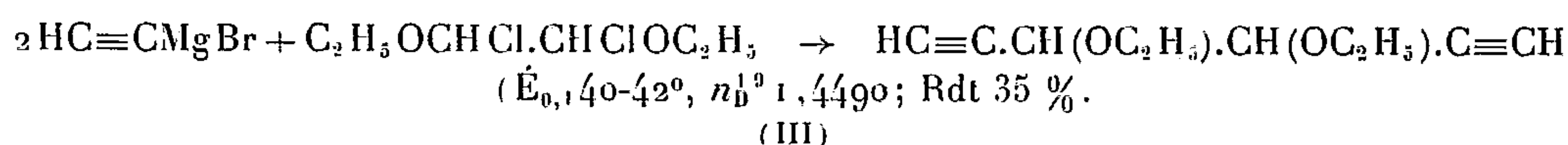

$$C_4H_9C{\equiv}C.CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5).C{\equiv}CC_4H_9$$
($É_{0,1}$ 116-118°; n_D^{21} 1,4570; Rdt 70 %).
(I)

Le diéther dichloré réagit également avec les acétyléniques vrais ω-chlorés. Ainsi, avec le chloro-1 hexyne-5, nous avons obtenu le dichloro-1.14 diéthoxy-7.8 tétradécadiyne-5.9 (II),


$$Cl(CH_2)_4C{\equiv}C.CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5).C{\equiv}C(CH_2)_4Cl$$
($É_{10^{-4}}$ 100°; n_D^{19} 1,4870; Rdt 57 %).
(II)

Enfin, et c'est là un des points qui nous ont paru présenter le plus

d'intérêt, la réaction peut être effectuée avec le monomagnésien de l'acétylène lui-même. En faisant agir ce dernier, préparé selon la méthode indiquée par Jones et collaborateurs [6], sur l'éther dichloré, on aboutit au diéthoxy-3.4 hexadiyne-1.5 (III),



$$2\,HC{\equiv}CMgBr + C_2H_5OCHCl.CHClOC_2H_5 \rightarrow HC{\equiv}C.CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5).C{\equiv}CH$$

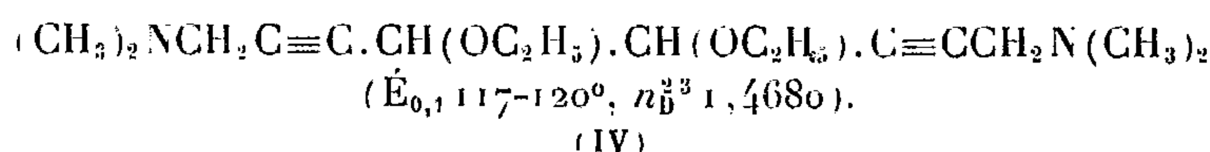
(É$_{0,1}$ 40-42°, n_D^{19} 1,4490; Rdt 35 %.

(III)

Ce diéther, qui contient deux fonctions acétyléniques vraies, devait constituer, *a priori*, une matière première de choix pour diverses synthèses.

Signalons dès maintenant qu'il se laisse condenser, sous la forme de son dérivé sodé, avec les halogénures d'alcoyle, dans l'ammoniac liquide. Ainsi, avec le bromure de butyle, il a fourni le diéthoxy-7.8 tétradécadiyne-5.9 (I) décrit plus haut.

De plus, il se prête à la réaction de Mannich. Traité par la diméthylamine et le formol, il nous a donné, avec un rendement de 45 %, le bis-diméthylamino-1.8 diéthoxy-4.5 octadiyne-2.6 (IV),



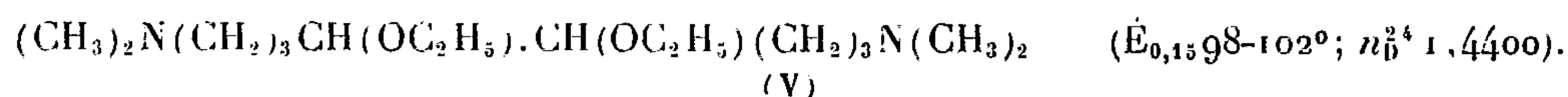
$$(CH_3)_2NCH_2C{\equiv}C.CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5).C{\equiv}CCH_2N(CH_3)_2$$

(É$_{0,1}$ 117-120°, n_D^{23} 1,4680).

(IV)

Dérivé diiodométhylé, F 150°.

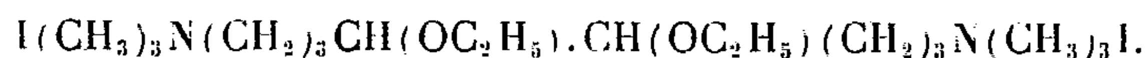
En présence de nickel, les composés (I), (II), (III) et (IV) absorbent la quantité théorique d'hydrogène, c'est-à-dire 4 molécules. La diamine (IV) nous a fourni le dérivé saturé correspondant, le bis-diméthylamino-1.8 diéthoxy-4.5 octane (V),



$$(CH_3)_2N(CH_2)_3CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5)(CH_2)_3N(CH_3)_2 \qquad (É_{0,15}\,98\text{-}102°;\ n_D^{24}\ 1,4400).$$

(V)

Cette diamine, traitée par l'iodure de méthyle, a donné un produit solide duquel nous avons pu isoler par des recristallisations successives dans l'alcool et l'acétone, deux composés fondant l'un à 218° et l'autre à 297°, répondant tous deux à la formule



$$I(CH_3)_3N(CH_2)_3CH(OC_2H_5).CH(OC_2H_5)(CH_2)_3N(CH_3)_3I.$$

Ces dérivés iodométhylés sont vraisemblablement les deux formes diastéréoisomères que la présence des deux carbones asymétriques laissait prévoir.

Ces recherches sont poursuivies.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) Document retiré du pli cacheté n° 13.862, déposé le 4 août 1958, ouvert à la demande des auteurs, le 11 avril 1960.

(2) M. Koulkes et I. Marszak, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 785.

(3) I. Marszak, R. Epsztein et S. Holand, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 829.

(4) H. Fiesselmann et F. Horndler, *Ber.*, 87, 1954, p. 906, 911.

(5) H. Wren et C. J. Still, *J. Chem. Soc.*, 103, 1913, p. 1770.

(6) E. R. H. Jones, L. Skattebol et M. C. Whiting, Id., 87, 1956, p. 4765.

PÉTROGRAPHIE. — *Sur l'analyse quantitative des roches silicatées naturelles à l'aide du spectrographe à réseau à enregistrement direct.* Note (*) de MM. **Marcel Roubault, Hubert de la Roche** et **Kuppusami Govindaraju**, transmise par M. René Perrin.

Premières applications de la spectrographie à enregistrement direct au dosage rapide des éléments majeurs des roches silicatées naturelles. Principe et contrôle d'une méthode applicable à des roches de compositions variées. Incidence de cette nouvelle technique sur l'orientation des études pétrographiques et géochimiques.

Avec les travaux de L. H. Ahrens ([1]) la spectrographie d'émission a pris une place importante parmi les techniques d'analyse des roches. Son domaine d'élection est le dosage des éléments à très faible teneur; mais elle est également applicable au dosage des éléments majeurs, concurremment avec diverses méthodes chimiques. Jusqu'à une époque récente, ces dernières conservaient toutefois, pour les silicates, l'avantage d'une meilleure reproductibilité et d'une moindre discrimination; la spectrographie quantitative exige, en effet, en bien des cas, un étalonnage de référence encadrant étroitement les matériaux à doser au triple point de vue des teneurs, des structures cristallines et de la liaison des éléments entre eux.

Dans l'opinion générale la complexité des problèmes d'étalonnage et de reproductibilité de l'émission contrebalance les avantages de rapidité indéniables propres à la spectrographie. Un tel point de vue ne peut cependant être tenu pour définitif et en 1956 à la suite de premières recherches effectuées à l'aide du spectrographe de modèle courant, l'un d'entre nous ([2]) concluait à la possibilité d'envisager la réalisation d'analyses de roche à l'aide du spectrographe à réseau à enregistrement électronique et lecture directe désigné sous le nom de quantomètre en métallurgie.

Les résultats que nous présentons constituent, à notre connaissance, une priorité certaine. Ils ont été obtenus avec un quantomètre américain A. R. L. équipé de 13 canaux d'enregistrement correspondant aux éléments communs des roches (Si, Al, Fe, Mn, Mg, Ca, Na, K, Ti, P) auxquels s'ajoutent trois étalons internes (Ni, Li, Ag). Ses caractéristiques permettront de porter le nombre des canaux à 48, pour le dosage des éléments en traces. Introduits en quantité connue dans chaque échantillon, les étalons internes commandent automatiquement la marche de l'analyse. La lecture directe fournit un rapport d'intensité entre l'émission de l'étalon interne et celle de chacun des éléments dosés. Des conditions d'arc appropriées permettent d'obtenir une variation linéaire de ce rapport en fonction des teneurs. L'interprétation des lectures se fait au moyen de droites d'étalonnage permanentes établies avec des échantillons de composition connue et contrôlées avant chaque série d'analyses.

Pour tirer véritablement parti de ces performances élevées dans l'ana-

lyse en série des roches variées, il importait que chaque droite d'étalonnage couvre un large intervalle de teneur, ce qui a pu être obtenu par le mode opératoire suivant. L'échantillon finement pulvérisé est mélangé en proportion constante avec $B(OH)_3$ et CO_3Li_2. Une fusion de quelques minutes, à 800°, permet d'obtenir une perle. Après pulvérisation celle-ci est mélangée en proportions définies à NiO (étalon interne). Le mélange dilué dans du graphite et parfaitement homogénéisé est comprimé à 10 t en pastilles cylindriques de 10 × 10 mm permettant jusqu'à 30 mesures successives. La dilution de l'ordre de 20 fois réduit l'influence exercée par certains éléments en forte teneur sur l'émission des autres éléments. La fusion permet d'autre part d'éliminer les effets de structure.

La même préparation appliquée à des mélanges de produits purs fournit des étalons synthétiques avec lesquels sont établies les droites de travail. La composition de ces étalons est voisine de celle des principaux types de roches naturelles. Moyennant cette précaution, les effets inter-éléments demeurant malgré la dilution, se manifestent de façon semblable dans les étalons et dans les roches à analyser. Les intervalles de teneur couverts par un seul étalonnage sont les suivants : SiO_2, 45 à 75 % ; Al_2O_3, 12 à 22,5 % ; Fe métal, 0,75 à 9 % ; CaO, 0,75 à 13 % ; MgO, 0,25 à 11 % ; MnO, 0,05 à 0,20 % ; TiO_2, 0,20 à 1,60 % ; Na_2O, 0,50 à 5 %. Il faudra une modification des circuits d'enregistrement du potassium et du phosphore pour permettre leur dosage précis. Ils sont toutefois introduits dans les étalons synthétiques avec les intervalles suivants : K_2O, 0,75 à 5,61 % ; P_2O_5, 0,10 à 0,34 %, et les alcalins sont dosés photométriquement à partir du produit de fusion.

Cette méthode permet de passer dans une même série d'analyses, avec le même calibrage de l'appareil et les mêmes conditions d'arc, des roches aussi variées que des granites et des basaltes. Elle a été contrôlée avec les standards G_1 (granite) et W_1 (diabase) fournis en petites quantités par le Service Géologique des États-Unis. Pour chacun d'entre eux, nous avons indiqué en regard des valeurs chimiques retenues par H. W. Fairbairn [3] deux valeurs quantométriques obtenues avec deux pastilles analysées 30 fois chacune en renouvelant les pastilles étalons entre chaque série de mesures. La dispersion des 60 résultats quantométriques obtenus sur chaque standard fait apparaître l'ensemble des écarts liés à la préparation, à l'homogénéisation des pastilles, à l'émission et à l'enregistrement. Les écarts-types caractérisant cette dispersion sont indiqués vis-à-vis de ceux des 30 valeurs chimiques utilisées par H. W. Fairbairn.

En analyse courante, quatre à six émissions consécutives fournissent une moyenne suffisamment précise. L'analyse proprement dite est très brève par rapport à la préparation des échantillons ; des essais sont en cours pour abréger cette opération sans en altérer le principe. D'ores et déjà la capacité annuelle d'un laboratoire disposant de cet appareil peut être estimée à environ 3 000 analyses complètes de roches.

	Granite G_1.					Diabase W_1.				
	Valeurs moyennes.			Écart-type.		Valeurs moyennes.			Écart-type.	
	Quantométrie.		Chimie.	Quant.	Chimie.	Quantométrie.		Chimie.	Quant.	Chimie.
SiO_2	73,00	72,70	72,86	1,37	0,35	52,80	52,90	52,69	1,13	0,321
Al_2O_3	14,50	13,90	13,94	0,59	0,32	14,80	14,80	14,72	0,51	0,50
Fe_2O_3	2,20	1,95	2,02	0,15	-	11,85	11,10	11,73	0,40	-
CaO	1,47	1,40	1,41	0,06	0,11	10,80	11,00	10,96	0,22	0,19
MgO	0,41	0,40	0,39	0,03	0,10	6,60	6,50	6,63	0,25	0,28
MnO	0,031	0,032	0,027	0,001	0,007	0,169	0,175	0,165	0,004	0,034
TiO_2	0,22	0,25	0,25	0,01	0,04	0,96	0,98	1,10	0,04	0,15
Na_2O	3,33	3,33	3,25	0,09	0,17	2,08	2,08	2,00	0,11	0,19
K_2O	5,50	5,50	5,42	0,31	0,37	0,60	0,60	0,63	0,13	0,15

Les conséquences de l'emploi d'une telle méthode en pétrographie apparaissent considérables; son utilisation correspond en effet à un changement d'échelle quant à l'ampleur des investigations chimiques désormais possibles. Mais parallèlement, le fait de pouvoir étudier quantitativement avec des moyens décuplés les échanges de matière qu'implique la genèse des roches et d'une manière générale la répartition géochimique des éléments majeurs de l'écorce terrestre introduit l'obligation de conceptions nouvelles; 1° pour le choix même des sujets de recherches sur des affleurements ou des massifs se prêtant au prélèvement de nombreux échantillons non altérés et représentatifs d'un phénomène donné; 2° pour l'interprétation des résultats qui n'est concevable qu'à la lumière d'une discussion statistique rigoureuse.

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) L. H. Ahrens, *Quantitative spectrochemical analysis of silicates*, Pergamon Press, London, 1954.

(2) M. Roubault et J. Sinsou, *Contribution à la mise au point des méthodes d'analyse spectroquantitative des roches cristallines silicatées. C. R. XIXe Congr. G. A. M. S.*, 1956, p. 35-71.

(3) H. W. Fairbairn, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 4, 1953, p. 143-156.

(*Travaux du Centre de Recherches pétrographiques et géochimiques de Nancy.*)

GÉOLOGIE. — *Présence de Skiddawien à graptolites dans le Haut Atlas oriental (Maroc)*. Note de M. **Renaud du Dresnay** et M[lle] **Solange Willefert**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le Haut Atlas oriental laisse apparaître, un peu à l'Ouest de la dépression primaire du Tamlelt et en continuité avec celle-ci, sous les calcaires et dolomies du Jurassique, une série d'assises paléozoïques s'étendant du Précambrien III (et peut-être du Précambrien II) jusqu'au Gothlandien ([1]). Cette série, assez disloquée par la tectonique hercynienne, a été rajeunie par la tectonique atlasique, de sorte que les structures sont en général assez confuses et qu'il est difficile d'y établir une stratigraphie précise.

Cependant quelques synclinaux sont mieux conservés, par exemple le grand synclinal, qui de l'Oued Saf-Saf du Korima jusqu'au Jbel Tisoufra (J. Tisoufi de la feuille Anoual au 1/200 000[e]), au Nord du douar d'Aïn-Chaïr, s'étend, plissé et festonné, sur 30 km de long. Alors que le flanc sud de ce synclinal est laminé, son flanc nord assez tranquille permet une étude un peu détaillée de la série paléozoïque.

Au-dessus des roches volcaniques du Précambrien III, tufs et andésites, on relève les horizons suivants :

a. Dolomies brunes, plus ou moins lenticulaires et plissées, dans lesquelles des filons d'oligiste ont donné des amas de substitution.

b. Alternance de schistes gris et verts et de petits bancs gréseux d'un maximum de 300 m de puissance (en raison des plissotements, les épaisseurs sont difficiles à établir), montrant des phénomènes de slumping; sur le flanc sud de ce synclinal, c'est tout à fait à la base de ces schistes qu'a été trouvée une dalle à *Hyolithes* et rares trilobites qui, par comparaison avec la région de Bou-Kaïs à 40 km au Sud-Est, permet de situer cette dalle au niveau VII du Géorgien de l'Anti-Atlas ([2]); les dolomies *a* doivent donc être considérées comme géorgiennes.

c. Schistes gris-vert, parfois brun-rouge, plus ou moins micacés, assez épais (environ 800 m).

b. Barre quartzitique, morphologiquement très importante (environ 500 m), dont certains bancs sont traversés de nombreux scolithes, et débutant par un horizon ferrugineux; cette barre, qui forme le Jbel Zerouk, le Jbel Aziza et le Jbel Tisoufra, est considérée comme appartenant au Caradoc, par analogie de faciès avec les formations ordoviciennes du Tafilalet.

e. Le cœur du synclinal est formé de schistes blancs ou roses, avec parfois de petits lits de quartzites, du Gothlandien, dans lesquels ont été reconnus ([3]) : *Monograptus concinnus*, *M. nudus*, *M. variabilis*, *M. halli*, du Llandovery supérieur-Tarannon, et, en un point, *M.* cf. *varians* du Ludlow inférieur. Les phtanites bleu-noir du Llandovery inférieur, si

abondants dans la dépression primaire du Tamlet, n'ont pas, jusqu'à présent, été retrouvés dans ce synclinal.

C'est dans les schites *c*, au point de coordonnées Lambert 763-187, 4, qu'ont été recueillies sur des dalles affleurant dans le lit même d'un petit cours d'eau, à un niveau difficile à repérer stratigraphiquement par suite du plissotement des couches, de très nombreuses empreintes de *Holograptus deani* Lapw. associés avec de rares *Didymograptus extensus* Hall et *Schizograptus quebecensis* Ruedemann. Ces graptolites permettent de ranger ces schistes verts dans le Skiddawien, zone 4 de Miss G. Elles.

Ce synclinal Zerrouk-Tisoufra devient donc l'une des rares régions du Haut Atlas où le Skiddawien a été reconnu paléontologiquement. Un autre *Didymograptus*, *D. murchisoni* Beck a en effet été recueilli ([4]), 500 km à l'Ouest, dans l'Ordovicien schisteux de l'Imini (massif ancien du Haut Atlas).

(1) G. Choubert, R. du Dresnay et J. Hindermeyer, *Notes et Mém. Serv. géol. Maroc*, Rabat, 1950, n° 76, p. 93-103.

(2) R. du Dresnay, *C. R. somm. Soc. géol. Fr.*, 1957, p. 364-366.

(3) J. Godfriaux-Delcroix, *Faune graptolitique gothlandienne de la région du Tamlet*, Diplom. Ét. Sup., Lille, juin 1957.

(4) G. H. Termier, *Notes et Mém. Serv. géol. Maroc*, 2, n° 69, 1950, p. 254, *pl.* CCXXXV, *fig.* 9-11.

(*Service géologique du Maroc.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Généralisation de la méthode des « faciès granulométriques »* [1] *par extension de la notion d'*indice d'évolution. *Détermination de celui-ci.* Note [*] de **André Rivière**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'indice d'évolution [1], [2] apparaît aussi comme la pente des courbes de fréquence construites en coordonnées bilogarithmiques. Le choix *a priori* de cette pente comme « indice d'évolution » permet de généraliser la méthode. Construction pratique des courbes de fréquences en coordonnées bilogarithmiques.

J'ai montré antérieurement [1], [2] que la granulométrie des sédiments meubles est souvent représentable par une ou plusieurs fonctions de la forme $y = ax^N + b$ et j'ai indiqué différentes méthodes d'évaluation de l'indice d'évolution $n = N - 1$.

Dans les régions du spectre granulométrique pour lesquelles cette représentation est valable, la fonction dérivée correspondant à la courbe de fréquence normale, telle qu'elle serait construite en coordonnées arithmétiques est de la forme $y' = Nax^{(N-1)}$. Si nous construisons la courbe correspondante en coordonnées bilogarithmiques, on a

$$X = \log x; \qquad Y' = \log N + \log a + (N - 1)\log x = (\log N + \log a) + (N - 1)X.$$

Les termes entre parenthèses étant constants, la courbe représentative est une droite dont la pente $N - 1 = n$ est précisément égale à l'indice d'évolution (le module de l'échelle des pourcentages étant le même que celui de l'échelle des dimensions de particules). Un calcul analogue permet d'étendre ce résultat au cas limite, fréquent dans la nature, des granulométries « logarithmiques » pour lesquelles l'indice d'évolution qui, là encore, est la pente de la courbe de fréquence construite en coordonnées bilogarithmiques, est égal à -1.

Ces résultats conduisent à prendre comme *indice d'évolution* [1] non plus la puissance de x indiquée par les « courbes canoniques », mais plus simplement la *pente d'une courbe de fréquence normale construite en coordonnées bilogarithmiques*. Cette nouvelle définition, plus générale que la première, dont elle n'est d'ailleurs que l'extension, a le grand avantage d'être indépendante de toute hypothèse sur la forme de la fonction granulométrique.

L'expérience montre d'ailleurs que les courbes de fréquence construites en coordonnées bilogarithmiques sont fréquemment constituées par des segments rectilignes ou subrectilignes, séparés par des zones à forte courbure correspondant aux maximums réels des courbes de fréquence normales (en coordonnées arithmétiques) ou aux limites entre les stocks dont le mélange forme le sédiment étudié.

Il m'a paru utile d'indiquer les procédés de construction des courbes de fréquence en coordonnées bilogarithmiques, soit à partir des résultats

bruts de l'analyse, soit, mieux, à partir des courbes cumulatives en coordonnées semi-logarithmiques, courbes qui sont d'un usage courant.

1° *Construction à partir des résultats bruts de l'analyse.* — Les courbes obtenues seront, en fait des histogrammes bilogarithmiques. L'échelle granulométrique étant divisée en intervalles correspondant aux dimensions croissantes des particules x_1, x_2, ..., x_n, x_{n+1}, ..., nous appellerons d_1, d_2, ..., d_n, d_{n+1}, ... les pourcentages granulométriques correspondant aux intervalles successifs. Pour chacun de ces intervalles, on calculera le rapport $R_n = d_n/(x_{n+1} - x_n)$. Sur le graphique, pour l'intervalle correspondant, on portera en abscisses $\log x_n$ et $\log x_{n+1}$ et, en ordonnées, pour le même intervalle $\log R_n$. En joignant les milieux du côté supérieur de chacun des rectangles ainsi construits, on obtiendra une courbe continue voisine de la courbe recherchée.

2° *Construction à partir de la courbe cumulative semi-logarithmique.* — La fonction granulométrique étant $y = f(x)$, la courbe cumulative semi-logarithmique est définie par $X = \log x$, $Y = y$. La pente P de la tangente en un point M de la courbe est

$$P = \frac{dY}{dX} = \frac{dy}{d\log x} = \frac{dy}{\dfrac{dx}{x}\log e}, \qquad \text{d'où} \qquad y' = \frac{dy}{dx} = \frac{P\log e}{x}$$

et, par suite $\log y' = \log P - \log x + \log(\log e)$.

Le dernier terme peut être négligé, car il est constant et ne ferait que décaler la courbe parallèlement à l'axe des ordonnées. La pente P se déterminera, suivant un procédé connu, en menant par l'origine une parallèle à la tangente au point M; elle coupera l'ordonnée d'abscisse 1 à une distance de l'axe des x dont la mesure, dans la même unité de longueur sera égale à la pente. Log P sera déterminé en grandeur et en signe sur l'échelle logarithmique des abscisses; $\log x$ n'est autre chose que l'abscisse du point M sur cette même échelle en prenant évidemment, comme origine des abscisses, le point correspondant à la dimension de particule prise comme unité (en principe 1 mm). En ajoutant ces deux segments en grandeur et en signe on obtiendra le point correspondant de la courbe de fréquence construite en coordonnées bilogarithmiques. Le travail graphique est simple et très rapide si l'on dispose d'un appareil à dessiner.

Les résultats obtenus ne peuvent être développés dans le cadre de cette Communication. Compte tenu des résultats antérieurs, j'indiquerai seulement que :

1° Les sédiments éluviaux non évolués dont la granulométrie est « linéaire » sont représentés par une courbe voisine d'une droite de pente nulle.

2° Les sédiments en cours d'évolution par transport dans un courant et déposés par excès de charge (faciès dit « parabolique »), sont représentés par des courbes voisines d'un segment de droite de pente descendante

vers les abscisses correspondant aux particules grossières et de coefficient angulaire compris entre o et — 1.

3° Les sédiments très évolués par transport dans un courant et déposés par excès de charge (faciès dit « logarithmique) sont représentés par une courbe voisine d'un segment de droite, descendante vers les abscisses correspondant aux particules grossières et de coefficient angulaire — 1.

4° Les sédiments très évolués, déposés par « décantation » (faciès dits « hyperboliques ») seront représentés par des courbes voisines d'une droite descendante vers les abscisses correspondant aux particules de grandes dimensions et de pente inférieure à — 1.

5° Les pentes positives ascendantes vers les abscisses correspondant aux particules grossières correspondent à des phénomènes de lévigation analogues à ceux que subissent les dépôts de pente (4).

(*) Séance du 21 mars 1960.

(1) A. Rivière, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 6e série, 2, 1952, p. 155.

(2) A. Rivière, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1389.

(3) L. R. Lafond, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 6e série, 3, 1953, p. 175.

(4) L. R. Lafond, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 82.

OCÉANOGRAPHIE. — *Écoulement plan autour d'un cercle en présence d'une force de Coriolis de paramètre variant avec la latitude.* Note de M. **Bernard Saint-Guily**, transmise par M. Joseph Pérès.

La présence d'une force de Coriolis de paramètre variant avec la latitude agit d'une façon essentiellement différente sur les courants orientés vers l'Ouest ou vers l'Est. Elle donne naissance dans les seconds à des méandres et des tourbillons.

Dans un système tournant de coordonnées polaires (r, θ), les mouvements plans et permanents d'un fluide parfait incompressible, obéissent à l'équation

$$\frac{\partial\psi}{\partial r}\frac{\partial}{\partial\theta}(\Delta\psi-\lambda)-\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\frac{\partial}{\partial r}(\Delta\psi-\lambda)=0, \qquad (1)$$

où ψ désigne la fonction de courant définie par

$$u=\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}; \qquad v=-\frac{\partial\psi}{\partial r}; \qquad (2)$$

Δ le laplacien, u, v les composantes de la vitesse et λ le paramètre de Coriolis qui est (en première approximation) une fonction linéaire de la latitude.

Supposons l'équation (1) écrite avec des variables sans dimension. Désignons par c le rayon du cercle, a celui de la Terre, ω la vitesse angulaire de rotation, φ la latitude du centre du cercle et u_0 la vitesse du courant à l'infini. Dans ces conditions et dans l'hémisphère Nord (origine des θ à l'Est), λ s'écrit à une constante près

$$\lambda=\gamma^2 r\sin\theta; \qquad \gamma^2=\frac{2\omega c^2\sin\varphi}{au_0}; \qquad (3)$$

γ est un paramètre sans dimension qui caractérise le mouvement. Par exemple pour $\omega=7{,}3.10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$, $a=6{,}4.10^3$ km, $c=500$ km, $\varphi=45^\circ$ et $u_0=1\,\mathrm{m.s}^{-1}$, on a $\gamma=2$.

L'équation (1) équivaut à

$$\Delta\psi+\Gamma(\psi)=\gamma^2 r\sin\theta, \qquad (4)$$

où $\Gamma(\psi)$ est une fonction quelconque de ψ. La solution de (4) doit satisfaire à la condition de vitesse normale nulle sur la frontière C (ici le cercle); soit en désignant par s l'arc compté sur C :

$$\left.\frac{\partial\psi}{\partial s}\right|_C=0 \quad \text{ou} \quad \psi|_C=\mathrm{Cte}. \qquad (5)$$

1. *Courants vers l'Ouest.* — Les courants orientés vers l'Ouest, faisant un angle β avec la direction Est-Ouest, sont représentés par une solution du système

$$\Delta\psi-\frac{\gamma^2}{\cos\beta}\psi=\gamma^2 r\sin\theta; \qquad \psi|_{r=1}=0; \qquad (6)$$

qui pour $\gamma = 0$ redonne la solution classique. Cette solution s'écrit

$$(7)\quad \psi = -\sin\theta\cos\beta\left\{r - \frac{K_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{K_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}\right\} + \cos\theta\sin\beta\left\{\frac{I_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{I_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)} - \frac{K_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{K_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}\right\},$$

où I_1 et K_1 désignent les fonctions de Bessel modifiées de première et de seconde espèce d'ordre 1. Loin du cercle on a un courant qui tend vers l'infini. Si $\gamma \to 0$, $\psi \to -[r - (1/r)] \sin(\theta - \beta)$. La solution (7) représente bien un écoulement vers l'Ouest autour d'un cercle ou le long d'une courbe présentant un relief en demi-cercle. La variation du paramètre de Coriolis avec la latitude a pour effet de resserrer les lignes de courant loin du cercle (et aussi en son voisinage immédiat) et de les orienter, à l'infini, vers le Nord ou vers le Sud. Quand l'angle β est nul les lignes de courant sont symétriques par rapport aux deux axes $\theta = 0, \pi$ et $\theta = \pm \pi/2$.

2. *Courants vers l'Est.* — Les courants orientés vers l'Est, faisant un angle β avec la direction Ouest-Est, sont représentés par une solution du système

$$(8)\qquad \Delta\psi + \frac{\gamma^2}{\cos\beta}\psi = \gamma^2 r\sin\theta; \qquad \psi|_{r=1} = 0;$$

qui pour $\gamma = 0$ redonne la solution classique. En désignant par J_1 et Y_1 les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce d'ordre 1, cette solution s'écrit

$$(9)\quad \psi = \sin\theta\cos\beta\left\{r - \frac{Y_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{Y_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}\right\} - \cos\theta\sin\beta\left\{\frac{J_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{J_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)} - \frac{Y_1\left(\frac{\gamma r}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}{Y_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right)}\right\}.$$

Il faut bien entendu exclure les valeurs propres du système (8), c'est-à-dire ajouter les conditions

$$(10)\qquad Y_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right) \neq 0; \qquad J_1\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\cos\beta}}\right) \neq 0.$$

Loin du cercle le courant reste fini. Si $\gamma \to 0$, $\psi \to [r - (1/r)] \sin(\theta - \beta)$. La solution (9) représente bien un écoulement vers l'Est autour d'un cercle ou le long d'une courbe présentant un relief en demi-cercle. L'action de la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude se traduit ici par l'existence de méandres et de tourbillons qui s'amortissent loin du cercle et l'orientation des lignes de courant, à l'infini, dans la direction Ouest-Est. La longueur d'onde des ondulations est, pour a, ω, φ donnés, proportionnelle à la racine carrée de la vitesse u_0; elle ne dépend pas du rayon du cercle. Quand l'angle β est nul, les lignes de courant sont symétriques par rapport aux deux axes $\theta = 0, \pi$ et $\theta = \pm \pi/2$.

Ces résultats confirment ceux obtenus par ailleurs [1].

[1] B. SAINT-GUILY, *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1108, 1957.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'acide gibberellique sur des embryons dormants d'*Evonymus europæus *cultivés* in vitro. Note de M[lles] **Camille Bulard** et **Jeannine Monin**, transmise par M. Henri Gaussen.

La dormance des graines d'*Evonymus europæus* aurait essentiellement son origine dans l'embryon lui-même (¹). Nous avons voulu le vérifier en cultivant des embryons *in vitro*, en même temps que nous avons essayé de préciser le rôle qui doit être plus spécialement attribué aux cotylédons dans cette dormance embryonnaire.

Par ailleurs, nous avons cherché à savoir si l'acide gibberellique, capable d'éliminer certaines dormances psychrolabiles, est susceptible de s'opposer à celle-ci, qui, d'après Nikolaeva (²), nécessiterait pour être levée deux stratifications successives : l'une entre 15 et 20°, l'autre à basse température.

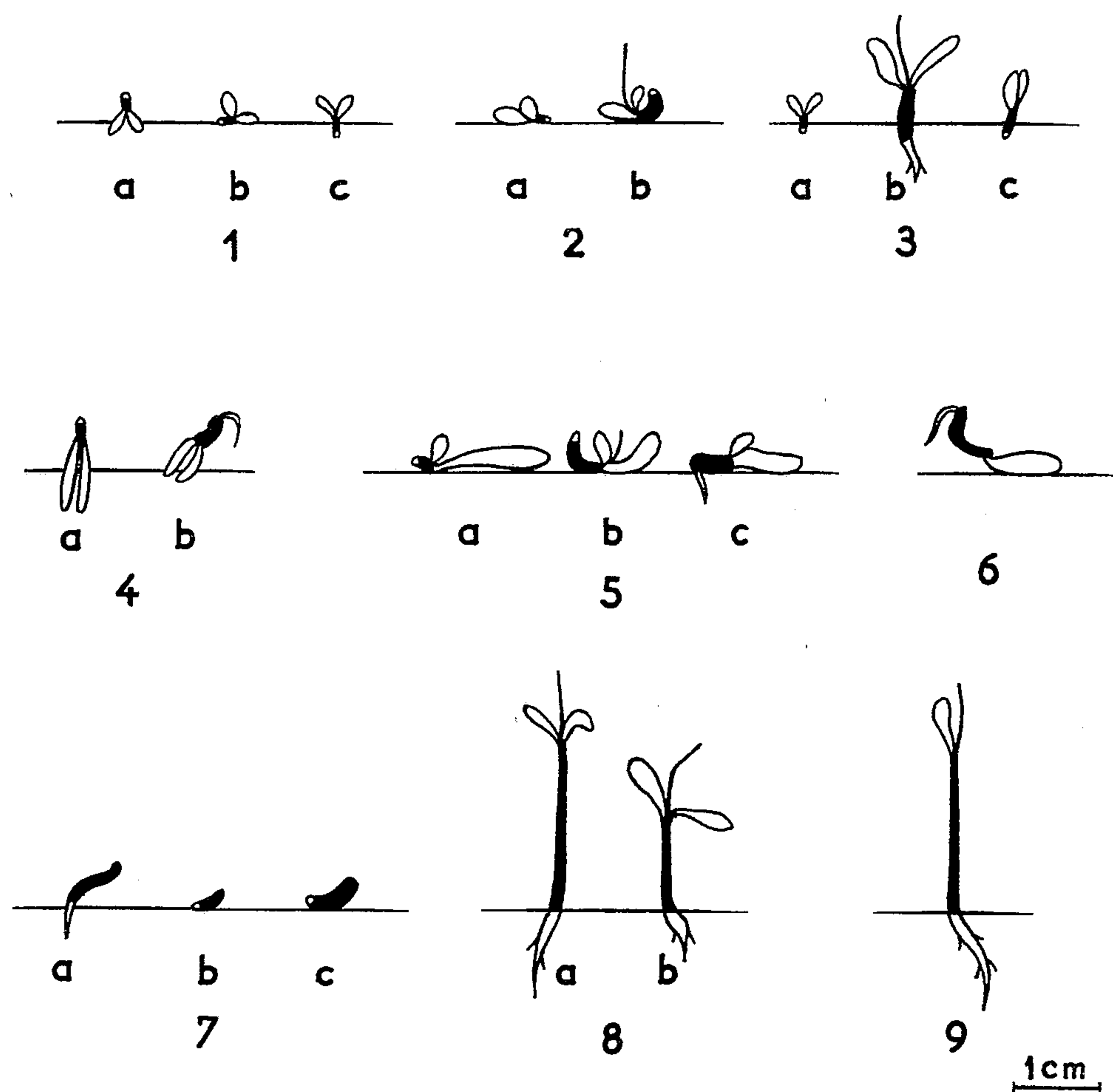


Fig. 1. — Différentes modalités de culture des embryons intacts.
Fig. 2 à 9. — Aspect des plantules après 1 mois de culture (références dans le texte).

A partir de graines, récoltées sur les arbustes au moment de leur dissémination, nous avons donc réalisé des cultures aseptiques d'embryons isolés, pourvus ou non de leurs cotylédons.

Une solution de Knop diluée de moitié, additionnée des oligoéléments de la solution de Heller ([3]), de 30 g/l de glucose, 8 g/l de gélose, 0,1 mg/l de pyridoxine, aneurine, et acide nicotinique constitue le milieu nutritif auquel est éventuellement ajouté 1 mg/l d'acide gibberellique ([4]).

Les cultures, maintenues 2 mois à 24° et à l'obscurité, ne présentent plus de symptôme de croissance après 1 mois.

Les résultats ont été les suivants :

1. *En l'absence d'acide gibberellique.* — *Les embryons isolés* ne présentent, dans la très grande majorité des cas, pratiquement aucune croissance (*fig.* 2 *a*, 3 *a*, 3 *c*), et l'on ne décèle à vrai dire en fin de culture que peu de différences avec leurs dimensions d'origine (*fig.* 1 *b*, 1 *c*). Exceptionnellement cependant, 1 embryon sur 20 peut donner une plantule dont l'hypocotyle reste toujours court et renflé (*fig.* 2 *b*, 3 *b*).

Les embryons dépourvus de leurs cotylédons ne montrent aucune croissance nette.

2. *En présence d'acide gibberellique.* — *La croissance est toujours très réduite et les plantules ont un aspect généralement anormal* (l'hypocotyle est court et renflé, et la radicule s'allonge rarement) toutes les fois que l'un ou les deux cotylédons de l'embryon sont imbibés par le milieu de culture (modalités de culture des figures 1 *a*, 1 *b*), ou encore lorsque les cotylédons sont supprimés.

Pour un embryon intact, la croissance est particulièrement faible lorsque les deux cotylédons plongent dans le milieu (*fig.* 4), alors qu'elle devient un peu plus forte lorsqu'un seul cotylédon repose à la surface de celui-ci (*fig.* 5). Enfin, la suppression de l'un ou des deux cotylédons peut entraîner une légère amélioration, essentiellement en ce qu concerne l'allongement de l'hypocotyle (*fig.* 6, 7).

C'est ce que montre le tableau suivant où la répartition des plantules des différents lots expérimentaux est figurée selon leur mode de croissance (20 plantules par lot expérimental).

		Organes, autres que les cotylédons, intéressés par la croissance.	
	0.	Hypocotyle et éventuellement épicotyle pour 1, 2, 3.	Hypocotyle et radicule et éventuellement épicotyle pour 1, 2, 3.
1. Embryon intact (Position *fig* 1 *a*)..........	14 (*fig.* 4 *a*)	4	2 (*fig.* 4 *b*)
2. Embryon intact (Position *fig.* 1 *b*)..........	10 (*fig.* 5 *a*)	8 (*fig.* 5 *b*)	2 (*fig.* 5 *c*)
3. Embryon amputé d'un cotylédon (Position *fig.* 1 *b*)..........	2	14	4 (*fig.* 6)
4. Embryon sans cotylédons......	2	12 (*fig.* 7 *b*, 7 *c*)	6 (*fig.* 7 *b*)

La croissance est beaucoup plus importante, et les embryons manifestent des éveils de dormance nettement plus accusés, lorsqu'aucun contact n'a pu s'établir entre les cotylédons et le milieu de culture (modalité de culture de la figure 1 *c*).

La majorité des plantules (16/20) allongent à la fois racine, hypocotyle et épicotyle. Leur aspect après 1 mois est schématisé dans les figures 8 *a* (pour 12 d'entre elles) et 8 *b* (pour les quatre autres).

Seules 4/20 des plantules ont une croissance limitée à l'hypocotyle. Notons que la croissance n'est apparemment pas modifiée par la suppression d'un cotylédon (*fig.* 9).

Les résultats de nos recherches permettent de confirmer l'existence d'une *dormance embryonnaire* chez *Evonymus europæus* et d'en préciser quelques particularités. Les cotylédons, qui ne sont pas les seuls responsables de celle-ci, participent cependant à son contrôle d'une manière importante. C'est ainsi que l'imbibition de ces cotylédons fait passer l'embryon d'un « état de dormance » susceptible d'être éliminé avec 1 mg/l d'acide gibberellique, à un autre « état de dormance », cette fois si accusé, que la mêms dose d'acide gibberellique ne permet plus que des éveils sporadiques et incomplets. *La libération d'inhibiteurs au niveau des cotylédons imbibés est donc très vraisemblable.*

En revanche, la participation éventuelle, dans la dormance de l'embryon, de cotylédons qui ne se sont pas trouvés imbibés, reste obscure. Leur influence inhibitrice, si même elle existe, serait alors beaucoup plus faible, et pourrait, au moins dans certains cas (mode de culture de la figure 1 *c*), être annihilée par l'influence antagoniste de l'acide gibberellique. Ainsi une influence favorisante, qui est celle habituellement dévolue à des cotylédons d'embryons non dormants, serait finalement seule décelable. Nous nous proposons de vérifier ultérieurement la part d'hypothèses de cette interprétation.

(1) *U. S. Depart. of Agriculture*, Publication n° 654, 1948.

(2) M. G. Nikolaeva, *Dokl. Akad. Nauk. S. S. S. R.*, 111, n° 6, 1956, p. 1371-1374.

(3) R. Heller, *Thèse*, Paris, 1953.

(4) L'acide gibberellique nous a été fourni par les Établissements Lilly et Co, Indianapolis.

(*Laboratoire de Botanique, Faculté des Sciences, Dijon.*)

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence d'un xyloside de la lutéoline chez l'Adonis vernalis L.* Note de M. **René-Raymond Paris**, présentée par M. René Fabre.

Des sommités fleuries d'*Adonis vernalis* a été isolé un hétéroside flavonique, difficilement dédoublable par les acides et fournissant par hydrolyse du *d*-xylose et une génine identifiée à la 3'.4'.5.7-tétrahydroxyflavone ou lutéoline.

Avec J. P. Viejo en 1955 (¹) nous avons montré, à l'aide de la chromatographie sur papier, l'existence de dérivés flavoniques chez l'*Adonis vernalis*, l'un de ceux-ci ayant un R_f voisin de 0,50 (papier Durieux n° 122, mélange de Partridge, technique ascendante à 20°). A l'aide de divers échantillons provenant de France et de Yougoslavie, nous avons continué l'étude de ce flavonoïde qui se rencontre dans les tiges, les fleurs et les feuilles, ces dernières, surtout à l'état jeune, paraissant les plus riches en flavones (quelques essais poursuivis avec *Adonis æstivalis* ont également mis en évidence des pigments flavoniques mais de R_f plus faible). L'obtention d'un hétéroside à l'état pur est assez laborieux et les rendements sont faibles. L'épuisement successif des sommités fleuries dans un appareil de Soxhlet par l'éther de pétrole, le chloroforme, l'éther, l'acétate d'éthyle, l'acétone, le méthanol montre que les flavones de l'*Adonis* sont peu solubles dans les solvants organiques : la réaction de la cyanidine (avec le magnésium en milieu chlorhydrique) n'est positive qu'à partir de l'acétate d'éthyle et de l'acétone; la concentration de ces solvants fournit des dépôts peu riches en flavonoïdes, la purification de ceux-ci est difficile par suite de la présence d'assez fortes quantités d'adonitol (F 104°). La séparation des flavones a donc été tentée à partir des extraits méthanoliques. Ces extraits, évaporés à sec, sont repris par l'eau bouillante et dégraissés par l'éther. Les solutions aqueuses ne donnant pas de précipité, même après séjour prolongé au réfrigérateur, sont épuisées à plusieurs reprises par l'acétate d'éthyle, qui n'enlève que des traces de dérivés flavoniques, puis par l'acétate d'éthyle additionné de 10 % de méthanol. Par concentration des liqueurs éthéro-acétiques est obtenue une poudre blanc jaunâtre, qui est recristallisée dans l'alcool à 30°. On peut aussi passer la solution aqueuse sur une colonne d'Amberlite IRC 50 ou mieux de magnésol. Après lavage à l'eau, la colonne est éluée avec du méthanol, celui-ci est évaporé, le résidu est repris par l'acétate d'éthyle contenant 10 % de méthanol, le rendement en produit purifié est inférieur à 1 °/₀₀. Ce dernier se présente sous la forme d'une poudre cristalline blanc jaunâtre sans odeur ni saveur, de F 275° (bloc Maquenne). Elle est insoluble dans le benzène, le chloroforme, l'éther, peu soluble dans l'eau, l'acétate d'éthyle, l'acétone, soluble dans l'éthanol et le méthanol. En chromatographie ascendante à 20° ± 1, sur papier d'Arches n° 302, le R_f

est de 0,48 avec le butanol acétique de Partridge, et de 0,24 avec le mélange : alcool isoamylique, hexane, acide acétique et eau (3-1-3-3).

En solution alcoolique à 1 pour 50 000, le spectre ultraviolet, présente deux maximums à 270 et 345 mμ et un minimum à 285 mμ. Il s'agit d'un hétéroside : la solution devient faiblement réductrice après ébullition prolongée avec un acide minéral. Les réactions colorées sont celles d'une flavone : colorations rouge orangé avec le magnésium en milieu chlorhydrique, jaune avec le chlorure d'aluminium, le trichlorure d'antimoine, l'oxychlorure de zirconium, fluorescence brune en lumière ultraviolette, teinte jaune vif avec l'ammoniaque et jaune foncé avec la potasse.

Cet hétéroside est très difficilement dédoublé par les acides et, en 1958, Hörhammer (²) a signalé l'*Adonis vernalis* parmi les plantes renfermant des hétérosides flavoniques peu hydrolysables. Par action de l'acide sulfurique normal, pendant 8 h au bain-marie bouillant, ont été obtenus quelques centigrammes de génine à partir de 0,70 g d'hétéroside. Celle-ci de couleur jaune foncé, recristallisée dans l'alcool à 40° a un point de fusion instantané de 320° (bloc Maquenne).

Cette substance est soluble dans l'alcool, assez soluble dans l'éther, l'acétate d'éthyle, insoluble dans l'eau; en chromatographie ascendante à 20° ± 1, sur papier d'Arches n° 302, elle présente un R_f de 0,88 avec le butanol acétique, de 0,80 avec le mélange d'isopentanol, hexane, acide acétique et eau (3-1-3-3) et 0,68 avec l'acide acétique à 60 %. Le spectre ultraviolet, effectué sur une solution alcoolique à 1 pour 50 000, montre l'existence de deux maximums à 270 et 355 mμ et un minimum à 300 mμ. Cette génine ne présente ni les réactions des flavanones (pas de coloration violette avec le borohydrure de potassium) ni celle des flavonols (pas de fluorescence jaune avec les vapeurs d'ammoniaque) il s'agit d'une flavone (coloration orangée avec le magnésium chlorhydrique, fluorescence brune en lumière ultraviolette, teinte jaune avec le trichlorure d'antimoine) qui, d'après son point de fusion, son spectre ultraviolet, les valeurs de R_f dans différents solvants, a été identifiée à la lutéoline authentique préparée par nous (³) à partir de la Gaude (*Reseda luteola*).

La liqueur d'hydrolyse, neutralisée par le carbonate de baryum, est légèrement réductrice; elle donne une coloration verte avec le réactif de Bial (orcinol chlorhydrique et perchlorure de fer) indiquant la présence d'un pentose. En chromatographie sur papier (Arches 301) le sucre d'hydrolyse migre de la même façon que le xylose [solvants : butanol, pyridine, eau (6-4-3) et butanol-acide acétique-eau (4-1-5) révélateur : phosphate d'aniline]. Avec le chlorhydrate de phénylhydrazine, au bain-marie bouillant, on obtient par refroidissement un précipité présentant les caractères de la xylosazone.

Le flavonoside de l'*Adonis vernalis* serait donc un xyloside de la lutéoline; pour cet hétéroside, qui semble nouveau, est proposé le nom de verna-

loside. Ce dernier est à ajouter à la liste déjà longue des flavonosides difficilement hydrolysables : vitexoside, scoparoside, aphloioside, orientoside, cytisoside.

(1) R. R. PARIS et J. P. VIEJO, *Annal. Pharm. fr.*, 13, 1955, p. 359.
(2) L. NÖRHAMMER, H. WAGNER et F. GLOGGENGIESER, *Archiv. Pharm.*, 291, n° 63, 1958, p. 126.
(3) R. R. PARIS, *Annal. Pharm. fr.*, 13, 1958, p. 485.

(Faculté de Pharmacie de Paris, Laboratoire de Matière médicale.)

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Réponses observées dans le centre médian du thalamus chez le Chat éveillé, libre, porteur d'électrodes à demeure.* Note (*) de Mme Denise Albe-Fessard, MM. Jean Massion et Michel Meulders, transmise par M. Robert Courrier.

Les réponses du centre médian à des stimulations somatiques observées par l'un de nous, chez l'animal anesthésié au chloralose ([1]), ont été retrouvées chez l'animal non anesthésié, opéré sous éther, puis immobilisé au flaxédil après réveil ([2]). Ces dernières réponses étant d'amplitude réduite par rapport à celles de l'animal sous chloralose, on pouvait se demander si cette réduction d'amplitude n'était pas, au moins partiellement, provoquée par l'effet d'occlusion des nombreux influx afférents engendrés

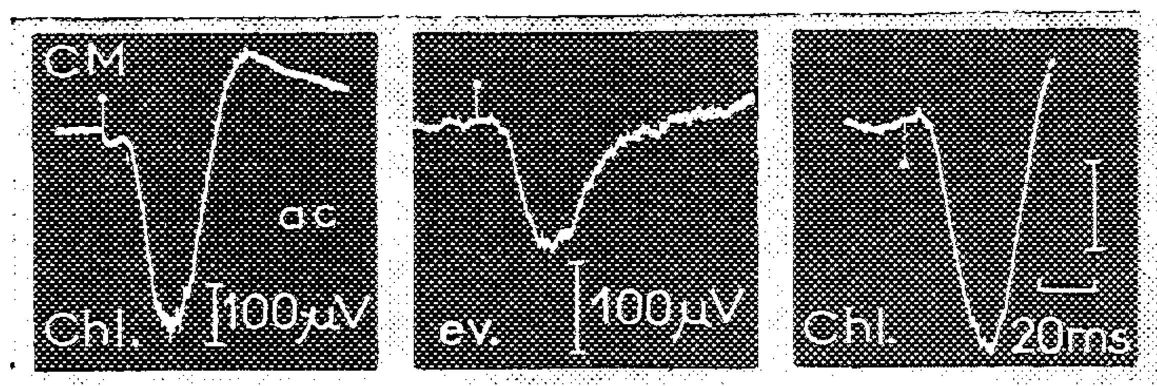


Fig. 1. — Potentiels évoqués dans le centre médian par la stimulation électrique du membre antérieur contralatéral (ac) chez un chat portant une électrode à demeure. *A gauche*, au moment où l'électrode vient d'être placée (chl-anesthésie au chloralose). *Au milieu*, même chat éveillé (ev.), deux jours plus tard. *A droite*, immédiatement après une nouvelle anesthésie au chloralose.

par la contention dans l'appareil de Horsley-Clarke malgré les anesthésies locales pratiquées. Il était donc intéressant d'étudier ces réponses chez des animaux éveillés, libres, porteurs d'électrodes à demeure.

Nous avons pratiqué ces observations sur quatre chats. Ces animaux étaient d'abord munis, sous la peau de leurs pattes antérieures, de deux induits de petites dimensions dont les fils de sortie étaient placés directement sur le nerf. Cette méthode, empruntée à Djourno et Kayser ([3]), nous a permis de stimuler les animaux par simple approche d'un inducteur et sans opérer sur eux de contrainte ou contention d'aucune sorte. Le stimulus était ménagé mais devait être cependant suffisant pour susciter des activités évoquées. Il provoquait une légère flexion du membre qui ne semblait pas incommoder l'animal. Les électrodes sont du type bipolaire concentrique de 0,5 mm de diamètre extérieur, isolées jusqu'à la pointe, fixées à l'os et à un bouchon de connexions selon la technique décrite pour le Rat par Libouban et Aléonard ([4]). Elles sont descendues sous contrôle stéréotaxique, le chat étant anesthésié au chloralose.

La réponse du centre médian recueillie au moment de l'opération à la suite d'une stimulation par l'inducteur déjà placé est visible dans la figure 1 (tracé de gauche). Le même chat a été ensuite laissé au repos pendant deux jours complets afin qu'aucun résidu de l'anesthésique ne subsiste. Nous avions vérifié par ailleurs sur des animaux en expérience aiguë qu'une injection de chloralose à la dose anesthésique utilisée ne laissait aucune trace lorsqu'elle était pratiquée 24 h auparavant. Des enregistrements de l'activité du centre médian de ce chat ont pu alors être pris, l'animal étant complètement éveillé et libre. La même stimulation électrique était utilisée (*fig.* 1, tracé du milieu), ou bien la stimulation naturelle,

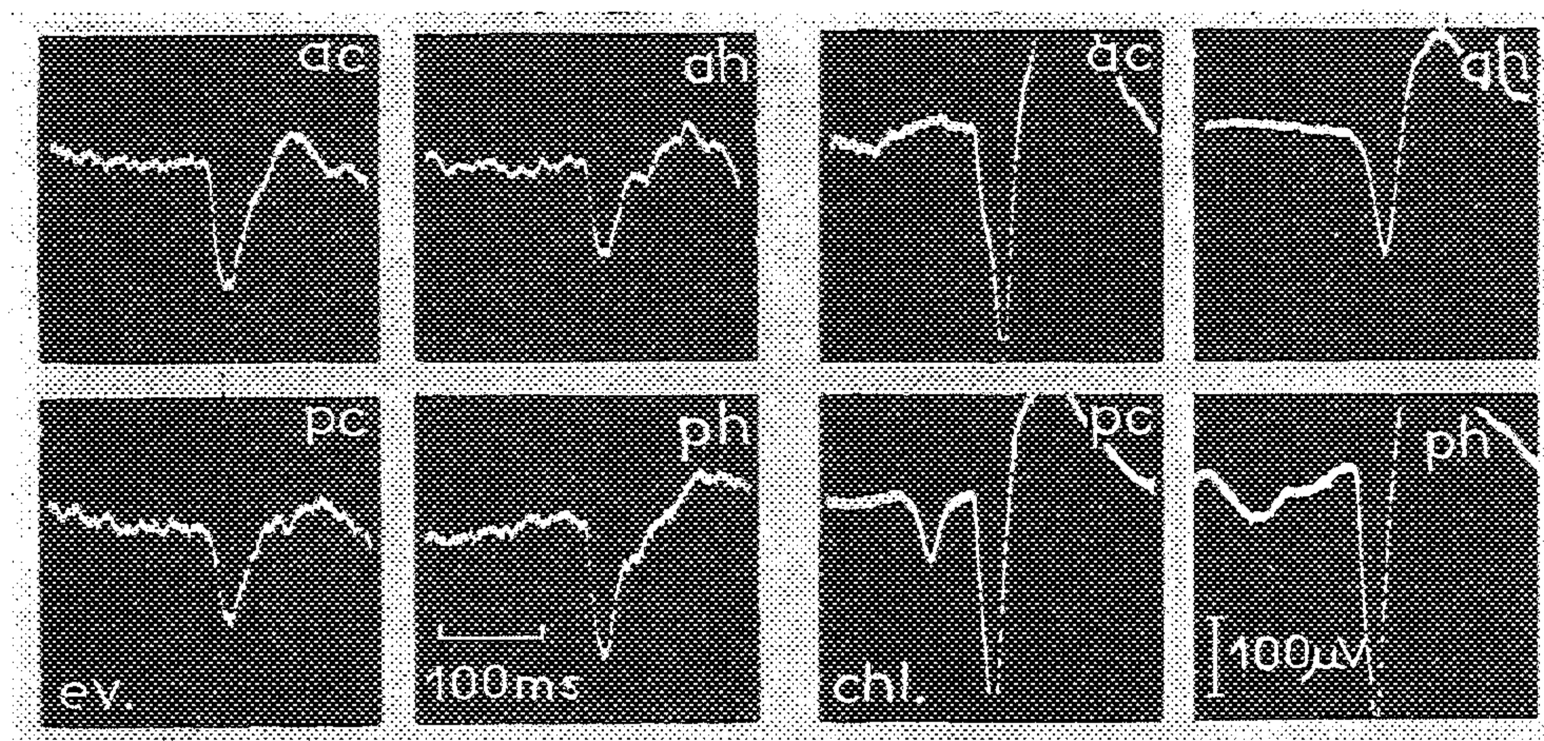


Fig. 2. — Enregistrement des réponses évoquées dans le centre médian par des pressions brusques appliquées sur les membres antérieurs contra- et homolatéraux (ac, ah) et postérieurs (pc, ph); ev., chat éveillé, libre; chl., même chat ayant reçu une injection de chloralose.

pression brève de la peau d'un membre quelconque (*fig.* 2, tracés de gauche). Nous avons dans les deux cas observé des réponses dont l'amplitude était de 150 à 200 µV, et qui paraissent assez peu fatigables; les stimulations pouvant être répétées à la fréquence de 1 toutes les 3 s sans diminution nette de l'amplitude.

La baisse notable d'amplitude, chez l'animal éveillé, dépendait-elle d'une lésion de la structure par l'électrode ou de la disparition d'un effet spécifique du chloralose ? Il suffisait pour répondre à cette question d'injecter de nouveau du chloralose à ce même chat (injection intraveineuse de 8 cg/kg). Dans ces conditions, nous avons immédiatement vu reparaître des réponses de grande amplitude, aussi bien lors des stimulations électriques des membres que lors de stimulations naturelles (*fig.* 1 et 2, parties situées à droite).

En conclusion, nous pouvons affirmer que le système de projection que nous avions décrit au niveau du centre médian en utilisant l'anesthésie

au chloralose existe chez l'animal non anesthésié, ne subissant aucune contention. Les réponses qu'on peut observer dans ces conditions chez l'animal bien éveillé subissent un accroissement d'amplitude de l'ordre du simple au double lors de l'injection de chloralose (comme chez l'animal sous flaxédil).

Les tracés de la figure 2 illustrent en outre le fait que les propriétés de convergence sont bien des propriétés fondamentales et naturelles du système de projection que nous étudions, et non une anomalie créée par des conditions spéciales d'anesthésie.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) D. Albe-Fessard et A. Rougeul, *E. E. G. Clin. Neurophysiol.*, 10, 1958, p. 131.

(2) D. Albe-Fessard, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 2618.

(3) A. Djourno et D. Kayser, *J. Radiologie*, 36, 1955, p. 117.

(4) S. Libouban et P. Aléonard, *C. R. Soc. Biol.*, Paris, 1960 (sous presse).

(*Centre d'Études de Physiologie nerveuse du C. N. R. S.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *La perception des odeurs chez* Calotermes flavicollis. Note de M. **Henri Verron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans la recherche des organes sensoriels impliqués dans la perception des odeurs chez *Calotermes flavicollis* un certain nombre d'expériences ont été faites.

L'ablation des antennes ou des palpes (maxillaires ou labiaux) ne supprime pas l'interattraction et n'empêche pas l'animal de réagir à l'odeur de ses congénères. On peut donc dire que si les antennes ou les palpes interviennent dans la perception des odeurs ils ne semblent pas être les seuls.

On pouvait penser à la possibilité d'une perception des stimulus olfactifs par l'intermédiaire des poils sensoriels (sensilles) disséminés à la surface du corps de l'animal. Cette éventualité a été écartée à la suite de plusieurs expériences et en tenant compte de certaines constatations.

Il fallait donc rechercher si un autre mode de perception n'intervenait pas. L'absence de tout indice relatif à une localisation des récepteurs olfactifs et certains faits remarqués au cours d'expériences et d'observations nous ont amené à envisager une stimulation possible du système nerveux par l'intermédiaire des voies respiratoires. Cette idée, déjà suggérée par Portier [1] n'a, cependant, pas été démontrée par cet auteur.

Les expériences faites sur *Calotermes flavicollis* semblent apporter un début de vérification de cette hypothèse.

On sait que dans les conditions normales d'expérimentation [2] la réactivité d'une larve à l'égard de 10 individus de la même caste est très forte. Si l'on refait la même expérience en milieu oxygéné, la réactivité devient nulle.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus. L'expérimentation a porté sur deux groupes de 10 sujets réacteurs. Elle est suffisamment significative pour montrer la perturbation provoquée par la présence d'oxygène sur le comportement olfactif des Termites.

	Groupe attractif de 10 larves.	
	Normal.	O_2.
20 réacteurs larves....................	120	65

On peut donc admettre que l'inhibition de la réactivité constatée dans ces conditions expérimentales est due à l'action de l'oxygène. Ce gaz, en provoquant la fermeture des stigmates, supprimerait la ventilation à l'intérieur du système trachéen.

Il semble donc bien que la perception des odeurs se fasse, chez le Termite, par l'intermédiaire des voies respiratoires.

Un montage de la paroi abdominale ventrale d'une larve dans de la gélatine glycérinée après coloration au glychémalun permet de constater la continuité des trachées jusqu'au voisinage des ganglions nerveux de la chaîne ventrale.

Il est donc possible que l'excitation du système nerveux par les stimulus olfactifs se fasse à ce niveau. Mais le processus même d'une telle excitation resterait à trouver.

Des travaux sont en cours pour rechercher l'existence éventuelle de récepteurs sensoriels au niveau des trachées.

(1) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 379.

(2) H. Verron, *Insectes sociaux*, 4, n° 1, 1957.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Étude de la teneur en iode* ^{127}I *de la thyroïde et du plasma chez deux espèces de Columbidés, le Pigeon Ramier* (Columba Palumbus) *et le Pigeon domestique* (Columba Livia *var.* domestica). Note de Mme **Françoise Poivilliers-de la Quérière**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La thyroïde du Pigeon domestique est environ 50 fois moins riche en iode que celle du Pigeon Ramier. Pendant la captivité, la thyroïde des Palombes s'enrichit en iode, mais aucune modification n'a été observée chez les Pigeons domestiques. L'iodémie et l'iode organique plasmatique des deux espèces sont de même ordre.

Il peut exister chez les oiseaux, au sein d'une même famille, des espèces sédentaires, sauvages ou domestiques, et d'autres présentant toute une gamme d'activités migratoires d'intensités variables. Afin de préciser le rôle éventuel de la thyroïde dans le comportement migratoire, nous comparons le fonctionnement thyroïdien de deux espèces de Columbidés, le Pigeon domestique et le Pigeon Ramier, dont une variété, dite « Palombe » effectue des migrations de grande amplitude, tandis que l'autre, rencontrée l'hiver dans la région parisienne, est sédentaire ou erratique. Nous présentons ici les résultats relatifs aux dosages d'iode thyroïdien et plasmatique de ces deux espèces.

Méthodes. — Les Palombes ont été prises dans les palombières du Pays Basque, lors de leur migration d'automne [1]; les Pigeons Ramiers sédentaires ont été capturés dans la région parisienne et les Pigeons domestiques proviennent d'élevages des environs de Paris. Les oiseaux ont été sacrifiés, soit presque immédiatement après leur capture, soit après des durées variables de captivité. Dans ce dernier cas. ils vivent en toutes saisons, dans une volière en plein air; ils reçoivent un régime identique: maïs, blé, orge, chènevis, millet, salade et eau à volonté. Des échantillons de sang de 2 à 3 ml sont obtenus par ponction de la veine humérale : les fractions organique et inorganique du plasma et de la thyroïde sont séparées par l'acide trichloracétique et l'iode est dosé par la méthode catalytique [2].

Résultats et discussion. — L'examen du tableau montre une différence très nette entre la teneur en iode thyroïdien de *Columba Palumbus* et celle de *Columba livia* : la valeur moyenne, exprimée en microgrammes pour 100 mg de glande et 100 g de poids corporel, est égale à $31{,}2 \pm 4{,}2$ pour le Pigeon Ramier sédentaire, à $67{,}0 \pm 7{,}6$ pour la Palombe migratrice, et à $1{,}10 \pm 0{,}13$ pour le Pigeon domestique. Malgré cette grande différence des teneurs en iode, le poids des glandes est de même ordre dans les deux espèces : Ramiers, 9,2 mg/100 g de poids corporel, Palombes 11,3 et Pigeons domestiques 11,7. Au cours de la captivité, l'iode thyroïdien

Date du sacrifice.	Durée de captivité.	Nombre. ♂	Nombre. ♀	Iode thyroïdien. Glande totale (µg). ♂	♀	µg/100 mg de glande. ♂	♀	µg/100 mg de glande/100 g poids corporel. ♂	♀
				Pigeons Ramiers sédentaires.					
Juillet 1956.......	4 mois	6	1	51,9	4,0	141,2	13,3	36,6	3,7
				Moyenne : 45,0 ± 5,1 (*)		Moyenne : 122,7 ± 13,5		Moyenne : 31,9 ± 4,2	
				Palombes migratrices.					
Octobre 1957.....	8 jours	9	4	113,2	53,6	257,0	158,0	62,1	26,1
Avril 1958.......	6 mois	3	3	167,0	87,0	225,4	179,0	57,6	39,4
Novembre 1958...	13 »	1	3	250,0	216,0	388,0	422,0	99,7	100,7
» »	1 »	2	1	43,3	38,4	76,7	89,9	17,7	21,4
Avril 1959.......	6 »	2	5	238,0	149,5	652,4	358,8	177,2	94,1
		Total : 17	16	Moyenne : 121,9 ± 11,9		Moyenne : 325,2 ± 43,5		Moyenne : 67,03 ± 7,66	
				Pigeons domestiques.					
Variable.........	2 mois à 2 ans	9	3	1,84	0,907	3,16	0,815	1,38	0,203
				Moyenne : 1,61 ± 0,17		Moyenne : 2,57 ± 0,29		Moyenne : 1,1 ± 0,13	

(*) ± erreur standard de la moyenne.

de la Palombe augmente sensiblement, mais celui du Pigeon domestique ne se modifie pas.

A l'intérieur d'une même espèce, il semble en outre que la teneur en iode thyroïdien des mâles soit supérieure à celle des femelles.

Enfin les valeurs moyennes de l'iodémie et de l'iode organique plasmatique ne sont pas significativement différentes : l'iodémie étant égale à 4,04 ± 0,58 µg pour 100 g de plasma, 3,40 ± 0,45 et 3,76 ± 0,32 respectivement pour les Ramiers sédentaires, les Palombes et les Pigeons domestiques, tandis que les valeurs de l'iode organique plasmatique sont 1,61 ± 0,19, 1,17 ± 0,14, 1,98 ± 0,25.

Les données relatives à l'iode thyroïdien des oiseaux sont peu nombreuses. Selon Cameron ([3]), la teneur moyenne en iode de la thyroïde du Pigeon domestique est égale à 127 µg pour 100 mg de glande. Pour le Poulet, la moyenne varie de 105 à 220 selon les auteurs ([4]), ([5]), ([6]); pour le Canard, elle est égale à 200 ([4]) et pour l'Oie à 143 ([6]). Ces chiffres sont donc très supérieurs à ceux déterminés chez nos Pigeons domestiques, mais de même ordre que ceux obtenus chez le Ramier sédentaire (123 µg) et notablement inférieurs à ceux trouvés chez la Palombe (325 µg). Tout ces résultats ont été obtenus à l'aide de techniques diverses. En outre, il est fréquent, dans les élevages, d'ajouter à l'alimentation une certaine

quantité de farine de poisson très riche en iode; or on sait l'influence de la teneur en iode du régime sur le contenu iodé de la thyroïde; ceci peut, peut-être, expliquer les résultats différents de plusieurs auteurs pour des oiseaux d'une même espèce (Pigeon ou Poulet).

Afin d'interpréter la différence des teneurs en iode thyroïdien des espèces que nous étudions, et qui sont soumises au même régime alimentaire, nous envisageons l'hypothèse suivante : l'absorption de l'iode alimentaire, sa fixation dans la thyroïde, la sécrétion d'hormone, l'élimination iodée rénale et fécale, ayant des intensités différentes chez les deux espèces, pourraient expliquer le pouvoir de rétention de l'iode beaucoup plus important chez le Ramier que chez le Pigeon domestique. Peut-être s'agit-il d'un caractère spécifique ?

Enfin l'augmentation de l'iode thyroïdien de la Palombe en captivité, en relation avec une activité générale diminuée et une nourriture abondante et homogène, ne reflète-t-elle pas, en partie, ce qui pourrait avoir lieu dans la Nature ? Il est possible, en effet, que, avant la migration, les Palombes effectuent un stockage d'iode thyroïdien, afin de permettre plus tard, au cours des grands déplacements, une sécrétion accrue d'hormone thyroïdienne en relation avec d'importantes exigences métaboliques. En faveur de cette hypothèse, nous avons noté, en novembre, une teneur en iode beaucoup plus élevée chez des oiseaux en captivité depuis un an que chez ceux nouvellement capturés, comme si les premiers n'avaient pu utiliser la réserve d'iode faite en prévision d'une éventuelle migration.

Signalons enfin, que nos résultats relatifs à l'iode plasmatique sont de même ordre que ceux d'autres auteurs : l'iodémie du Pigeon est égale à 4,2 μg % (7); l'iode organique plasmatique varie de 1,10 à 3,30 chez le Poulet (8), (9), (10), (11); de 1,17 à 1,49 chez le Canard Pékin (11).

(1) M. Barriety nous a procuré ces palombes.
(2) F. LACHIVER, *Thèse*, Paris, 1954.
(3) A. T. CAMERON, *J. Biol. Chem.*, 16, 1913-1914, p. 465.
(4) A. C. CHAUDHURI, *Brit. J. Exp. Biol.*, 5, 1928, p. 366.
(5) J. CRUICKSHANK, *Bioch. J.*, 23, 1929, p. 1044.
(6) J. WOLFF et J. L. CHAIKOFF, *Endocrinology*, 41, 1947, p. 295.
(7) E. L. CLARKE et E. M. BOYD, *J. Biol. Chem.*, 135, 1940, p. 691.
(8) H. BUMGARDNER et C. S. SHAFFNER, *Poultry Sc. U. S. A.*, 36, 1957, p. 203.
(9) S. KATSH et E. WINDSOR, *Science*, 121, 1955, p. 897.
(10) W. J. MELLEN et L. B. HARDY, *Endocrinology*, 60, 1957, p. 547.
(11) A. TAUROG et J. L. CHAIKOFF, *J. Biol. Chem.*, 163, 1946, p. 1313.

(Laboratoire de Physiologie générale du Muséum National d'Histoire naturelle, Paris et Centre d'Études et de Recherches scientifiques de Biarritz.)

ENDOCRINOLOGIE. — *Modifications hypophysaires au cours du cycle annuel chez le Canard Pékin ♂.* Note de MM. **Marc Herlant, Jacques Benoit,** Mme **Andrée Tixier-Vidal** et M. **Ivan Assenmacher,** présentée par M. Robert Courrier.

Au cours du cycle sexuel du Canard Pékin ♂, trois groupes de cellules hypophysaires entrent en jeu : deux types de gonadotropes β et γ, et un type acidophile ε. Au cours de l'année, les cellules δ subissent des variations fonctionnelles en rapport avec les variations de l'activité thyroïdienne. Les cellules acidophiles classiques α varient peu.

Les données cytologiques actuellement connues sur l'hypophyse du Canard sont relativement anciennes et très fragmentaires ([1]). On ignore totalement la localisation cytologique des différentes stimulines hypophysaires. Nous avons donc entrepris l'étude des variations cytologiques hypophysaires au cours de l'année chez le Canard Pékin ♂. Les animaux ont été sacrifiés chaque mois, d'août 1958 à décembre 1959, et leurs hypophyses fixées au Bouin-Hollande-sublimé. Les techniques les plus propices à l'étude de ce matériel ont été les suivantes : le bleu alcian à pH 0,2 suivi d'un traitement au PAS ([2]), une méthode polychrome mise au point par l'un de nous ([3]) et enfin la méthode de mise en évidence des phospholipides par le bleu de méthasol, suivie d'un traitement au PAS. La première distingue les cellules thyréotropes δ des éléments gonadotropes β et γ. La seconde permet de distinguer deux types de cellules acidophiles; elle caractérise également les éléments gonadotropes et thyréotrope et met en évidence une sixième catégorie cellulaire dont la signification nous demeure énigmatique. Enfin, la dernière différencie nettement les deux cellules gonadotropes.

On sait que chez le Canard Pékin ♂, le cycle sexuel est très marqué ([4]). Le testicule est au repos d'octobre à décembre. Il entre en spermatogénèse au début de janvier et atteint son développement maximal en avril-mai. Dès la mi-mai, il amorce sa régression qui se poursuit jusqu'en septembre. La fontion thyroïdienne a été étudiée à l'aide du radio-iode, par l'un de nous, d'octobre 1958 à mars 1959 ([5]). Pendant cette période la thyroïde manifeste une activité importante avec un maximum en janvier et février, suivi d'un repos en mars. D'autre part, nos canards ont subi leur grande mue annuelle en mai et juin 1959; on connaît l'importance du rôle de la thyroïde dans le déterminisme de la mue ([6]).

Les deux variétés gonadotropes ont un comportement bien distinct au cours du cycle sexuel. Les cellules γ de forme arrondie sont localisées exclusivement dans le lobe caudal de l'antéhypophyse. Carminophiles à l'Azan, elles sont PAS positives, rouge brique au PAS orange. La méthode au bleu alcian-PAS les colore en rose, mais après coloration au bleu de méthasol, elles perdent leur caractère PAS + et s'avèrent très riches en

phospholipides. Au repos, elles sont condensées, polyédriques et chromophiles. Quand elles entrent en activité, leur volume augmente ainsi que celui du noyau, et leur chromophilie s'accroît, ainsi que leur caractère PAS positif. Elles passent ensuite par une phase de dégranulation (cellules de grande taille mais peu chromophiles), puis de condensation. Au repos de septembre à décembre, elles commencent à être actives en décembre-janvier, au centre du lobe caudal. L'activation gagne la totalité du lobe au cours des mois de février, mars et avril. Elles commencent à régresser en mai et la régression est très marquée en juin et juillet. Le cycle annuel de ces cellules évoque celui du testicule et plus particulièrement celui des cellules interstitielles qui sont actives dès le début de la spermatogénèse et involuent après le maximum sexuel. Il semble donc que ces cellules soient le lieu d'élaboration du facteur gonadotrope LH.

Les cellules β sont également PAS positives, rouge brique au PAS orange et roses au bleu alcian-PAS. Par contre, elles prennent au bleu de méthasol-PAS une teinte bleu-violet, parfois accompagnée de flaques roses et elles ne sont pas carminophiles à l'Azan. Outre ces caractères, leur localisation exclusive dans le lobe céphalique de l'antéhypophyse et leur forme, les distinguent indiscutablement des cellules γ. Au repos d'octobre à février, elles sont très involuées : taille très petite, forme étoilée, en virgule ou arrondie, noyau condensé ou irrégulier. En mars, leur volume commence à augmenter ainsi que leur caractère PAS +. En avril, les cellules acquièrent une polarité remarquable en s'allongeant vers la bordure des acinis; elles s'enrichissent en matériel phospholipidique et PAS positif. Dès le mois de mai, elles paraissent moins fonctionnelles (polarité moins marquée, noyau réduit) mais leur chromophilie reste élevée et se maintiendra ainsi en juin, juillet et août, alors que le volume cellulaire se réduira. En septembre, elles sont de nouveau involuées. Le cycle fonctionnel des cellules β est donc lié au cycle testiculaire, tout en étant différent de celui des cellules γ. Elles sécrètent probablement un autre facteur gonadotrope de nature glycoprotidique, vraisemblablement le facteur FSH.

La méthode trichromique distingue deux types de cellules acidophiles. L'un représente les acidophiles classiques; orangeophiles, localisées dans le lobe caudal, elles varient peu au cours de l'année. L'autre localisé au lobe céphalique, et coloré en rose, subit un cycle fonctionnel certain. Condensées d'octobre à décembre, ces cellules augmentent de taille dans la partie antérieure du lobe céphalique en janvier. Cet accroissement gagne tout le lobe céphalique en février, mars et avril. En mai, elles montrent des signes de dégranulation et de condensation qui vont s'accentuer progressivement en juin, juillet et août. En septembre, elles deviennent invisibles ou très condensées. Ce cycle évoque celui des cellules à LH et ceci incline à penser qu'il s'agit bien des cellules ε à prolactine.

Les cellules δ, à la différence des précédentes, sont également réparties dans les deux lobes de l'antéhypophyse. Nombreuses et de grande taille,

elles sont positives à l'aldéhyde fuchsine de Gabe, PAS positives, mais bleues au bleu alcian-PAS, ce qui les distingue nettement des cellules gonadotropes; de même, après le bleu de méthasol, elles gardent leur caractère PAS positif mais se révèlent riches en inclusions phospholipidiques. Elles subissent des variations morphologiques traduisant des états fonctionnels différents. Lorsque l'excrétion est importante, leur taille s'accroît, leurs granulations s'espacent et des vacuoles se forment, bordées de granulations phospholipidiques; ces figures sont observables en décembre, janvier, février d'une part et en mai et juin, d'autre part. Cette vacuolisation conduit en juillet à une disparition du matériel chromophile : les cellules δ sont alors peu visibles. Par contre, en mars et en septembre, l'activité sécrétrice semble prédominer sur l'excrétion, les cellules sont en général plus petites et très riches en granulations. Ces variations paraissent liées aux variations de l'activité thyroïdienne; on constate en outre qu'à la suite d'un traitement au thiouracil, les modifications hypophysaires portent principalement sur les cellules δ.

Nous mentionnerons enfin une sixième catégorie, particulièrement bien mise en évidence par la méthode trichromique employée qui colore leurs granulations en bleu-violet foncé. Relativement peu abondantes, localisées au lobe céphalique, elles régressent en mai et juin pour réapparaître nombreuses en juillet. Elles ne sont donc pas liées au cycle sexuel. Leur signification demeure énigmatique.

En conclusion, parmi les six types cellulaires définis dans l'antéhypophyse du Canard, quatre semblent avoir une signification fonctionnelle clairement établie. Ce sont d'abord les deux cellules gonadotropes γ à LH et β à FSH, caractérisées par leur richesse en glycoprotéines et en phospholipides et leur cycle étroitement lié au cycle sexuel. Les acidophiles céphaliques possèdent les caractères des cellules ε à prolactine, déjà observées par l'un de nous chez divers Mammifères ([3]). Enfin, les cellules δ paraissent bien être le lieu d'élaboration de l'hormone thyréotrope.

([1]) H. RAHN et B. PAINTER, *Anat. Rec.*, 79, 1941, p. 297.
([2]) M. HERLANT, *Ann. Histoch.*, 3, 1958, p. 67.
([3]) M. HERLANT et J.-L. PASTEELS, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2625.
([4]) J. BENOIT et M. ARON, *C. R. Soc. Biol.*, 116, 1934, p. 221.
([5]) A. TIXIER-VIDAL et I. ASSENMACHER, *C. R. Soc. Biol.* (sous presse).
([6]) I. ASSENMACHER, *Alauda*, 26, 1958, p. 241.

(Laboratoire d'Histologie de la Faculté libre de Médecine de Bruxelles et Laboratoire d'Histophysiologie du Collège de France.)

NEUROCHIMIE. — *La choline totale au cours de la dégénérescence wallérienne du nerf sciatique, chez la Grenouille verte, la Poule et le Lapin.* Note (*) de MM. **Raoul Michel May** et **Jean-Claude Horvat**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Dans une série d'études sur le système nerveux périphérique des Mammifères ([1]), ([2]), ([3]), l'un de nous a suivi la variation du taux des divers constituants chimiques dans la portion distale, en dégénérescence, du nerf sciatique de Lapins et de Chiens, après sciaticotomie.

Connaissant l'importance des diverses formes que revêt la choline (hydrosoluble libre et combinée, lipidique de constitution), dans le tissu nerveux, nous avons voulu préciser le sort de ce composé, pris dans sa totalité, au cours de ce processus dégénératif, chez différents Vertébrés : Grenouille verte, Poule et Lapin.

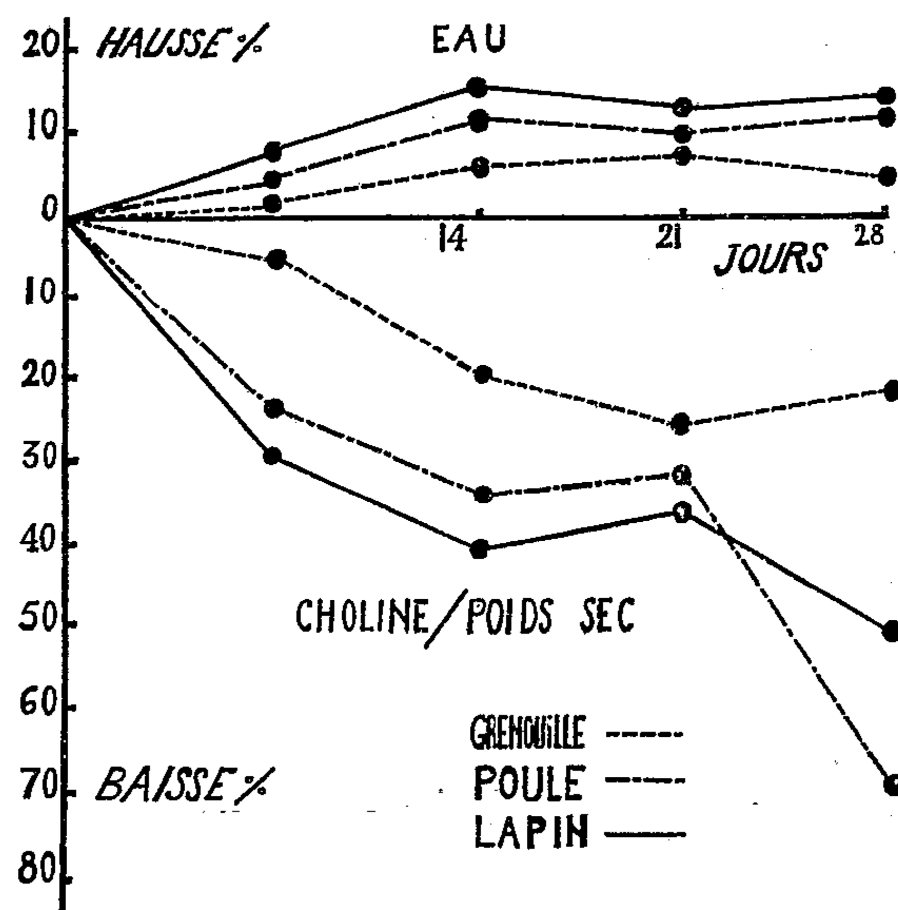
La sciaticotomie est effectuée après anesthésie générale, le plus haut possible, afin d'obtenir le maximum pondéral de nerf dégénéré. Dans le cas des Grenouilles, celles-ci sont réparties après l'opération en deux groupes dont l'un est maintenu à 0° et l'autre à 20°.

Les animaux sont sacrifiés 7, 14, 21 et 28 jours après l'opération. Les nerfs sciatiques dégénéré et témoin contralatéral sont soigneusement excisés, un seul nerf étant utilisé pour le dosage chez la Poule et le Lapin, tandis que chez la Grenouille nous avons dû rassembler les nerfs de cinq à huit individus. La masse nerveuse ainsi obtenue est fragmentée en trois parties et chacune est pesée. Nous avons donc deux petits fragments, de 10-30 mg, qui servent à la détermination du poids de l'eau, par dessiccation pendant 24 h à l'étuve à 100°, et un grand fragment, de 200 mg environ, qui sert au dosage de la choline totale.

La méthode de dosage utilisée est une adaptation de celle de Ducet et Kahane ([4]), dont le principe est le suivant : attaque nitrique, saturation par du carbonate de calcium, dilution, défécation ferrique, concentration, filtration. Le liquide obtenu contient la totalité de la choline du nerf et donne, avec un réactif iodo-ioduré en excès, un précipité cristallin d'ennéaiodure de choline de formule $I_8IN(CH_3)_3—CH_2—CH_2OH$ qu'on sépare par centrifugation. Après dissolution dans l'alcool éthylique, les huit atomes d'iode sont titrés par l'hyposulfite de sodium. La précision obtenue est de l'ordre de 5 %. On convertit les valeurs trouvées en milligrammes d'ion choline par gramme de poids sec, ce dernier étant calculé d'après les pourcentages d'eau trouvés pour les petits fragments. Les résultats portent sur la moyenne de deux séries d'expériences (une seule série pour les stades 21 et 28 jours de la Grenouille maintenue à 20°).

Jours de dégénérescence...	Eau (% de poids frais). 7.	14.	21.	28.		Choline (mg/g de poids sec). 7.	14.	21.	28.
			Grenouille (*Rana esculenta*) à 20°.						
Nerf dégénéré...	73,7	78,2	77,7	77,1	Nerf dégénéré...	14,0	11,4	10,4	11,3
Nerf sain......	73,4	74,0	72,5	73,8	Nerf sain......	14,5	14,2	14,0	14,6
Hausse (%)....	0,4	5,7	7,2	4,5	Baisse (%).....	3,4	19,7	25,7	22,6
			Poule (*Gallus domesticus*).						
Nerf dégénéré...	72,8	75,4	74,9	76,7	Nerf dégénéré...	5,3	4,5	4,8	2,0
Nerf sain......	69,4	67,5	68,5	68,4	Nerf sain......	6,8	6,7	6,8	6,5
Hausse (%)....	4,9	11,7	9,3	12,1	Baisse (%).....	22,1	32,9	29,4	69,2
			Lapin (*Oryctolagus cuniculus*).						
Nerf dégénéré...	72,9	76,1	73,9	74,6	Nerf dégénéré...	6,7	5,8	7,1	5,6
Nerf sain......	67,7	65,9	65,4	65,3	Nerf sain......	9,3	9,7	10,9	11,4
Hausse (%)....	7,7	15,5	13,0	14,2	Baisse (%).....	27,9	40,2	34,9	50,9

Les pourcentages moyens de l'eau et les taux moyens de la choline totale des nerfs, dégénéré et témoin contralatéral, sont consignés dans le tableau. Les pourcentages moyens de variation de l'eau et de la choline totale dans le nerf dégénéré par rapport au nerf témoin contralatéral sont également consignés dans le tableau et représentés graphiquement.



En ce qui concerne les Grenouilles conservées à 0° nous n'avons pas observé de dégénérescence chimique ou physiologique (excitation mécanique) jusqu'à un mois après la sciaticotomie.

Conclusions. — La sciaticotomie provoque des phénomènes comparables

chez la Grenouille, la Poule et le Lapin : une augmentation du taux de l'eau et une chute nette du taux de la choline totale. Les variations enregistrées sont cependant retardées et de moins grande amplitude chez la Grenouille à 20° par rapport à la Poule et au Lapin, et nulles chez cet Anoure à 0°. Il nous semble que la baisse de la choline totale peut être attribuée principalement à la dégradation des phosphatides à radical choline et à l'élimination progressive de leurs constituants.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) R. M. MAY, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 12, 1930, p. 934.

(2) R. M. MAY et J. ARNOUX, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 30, 1940, p. 562.

(3) R. M. MAY, *Pathologie et Biologie*, 7, 1959, p. 1197.

(4) G. DUCET et E. KAHANE, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 28, 1946, p. 794.

(Laboratoire de Biologie animale,
Pavillon Curie, Faculté des Sciences, Paris).

BIOLOGIE. — *Activité antibactérienne d'un nouvel antibiotique produit par un champignon.* Note (*) de MM. **Albert Faivre-Amiot** et **Thadée Staron**, présentée par M. Clément Bressou.

A partir des cultures d'un champignon, nous avons isolé une nouvelle substance antibiotique active vis-à-vis de différentes bactéries pathogènes. La substance est pratiquement inactive sur les champignons aux concentrations inférieures à 400 μg/ml. En pulvérisation sur les plantes, aucun effet phytotoxique n'a été observé à 250 μg/ml, mais à 500 μg une action retardatrice se fait sentir sur la germination des graines de lin.

A partir de feuilles d'*Eucalyptus* récemment tombées sur le sol, nous avons isolé un champignon qui, sur milieu gélosé, a montré une grande activité antagoniste vis-à-vis de nombreuses bactéries (en particulier sur les espèces gram-positives). Ce champignon que nous n'avons pu faire fructifier malgré de nombreux essais, produit en culture sur milieu liquide une substance antimicrobienne qui ne correspond à aucun des antibiotiques signalés jusqu'ici et que nous appelons arbitrairement CE 58. Cette désignation rappelle l'origine du champignon que nous n'avons pu déterminer.

Caractères culturaux et microscopiques du champignon. — Cultivée sur gélose-pomme de terre ([2]) la souche étudiée donne des colonies convexes, croissant lentement; le mycélium a tendance à pénétrer dans la gélose; jeune, il est hyalin, il brunit par la suite donnant à la colonie une teinte grise ou noire. Cependant aux basses températures (vers + 6° C), la pigmentation n'apparaît pas, les colonies sont blanches, translucides et ont un aspect humide.

Sur le milieu de Richard modifié ([3]), les colonies sont plus petites que sur le milieu précédent et sont souvent noires; le mycélium s'enfonce encore davantage dans la gélose. Au microscope, les filaments mycéliens présentent de nombreux renflements.

L'examen au microscope de cultures sur lames (gélose-pomme de terre-glucose) permet d'observer un mycélium de 0,9 à 1,3 μ et de 2 à 3 μ pour certains filaments; il est ramifié, cloisonné et peut donner naissance à des vésicules globuleuses plus ou moins allongées mesurant 15 à 20 μ mais pouvant atteindre 50 μ. Le nombre de ces vésicules est beaucoup plus important sur gélose-extrait de sol-mannitol-extrait de levure ([4]).

Spectre d'activité de la substance antibiotique. — L'action de la substance antibiotique sécrétée par la souche CE 58 a été étudiée *in vitro* sur les bactéries et sur les actinomycètes par la méthode des dilutions en milieu liquide ([5]) et en milieu gélosé pour les champignons. Nous donnons ci-dessous la quantité minimale de substance capable d'inhiber complètement un germe donné dans 1 ml de milieu [la lecture étant faite à l'œil nu après un séjour de 24 h à 37° C pour les germes pathogènes de l'homme ([6]) et à 26° C pour les espèces phytopathogènes] : *Aerobacter ærogenes*, $\geq$ 800 μg; *Agrobacterium gypsophilæ*, $\geq$ 800 μg; *Agrobacterium tumefaciens*, $\geq$ 800 μg;

Azotobacter vinelandii, 400 μg; *Bacillus anthracis*, 6,25 μg; *Bacillus subtilis*, 12,5 μg; *Brucella abortus suis*, 50 μg; *Corynebacterium diphteriæ*, 6,25 μg; *Corynebacterium fascians*, 3,12 μg; *Clostidium sporogenes*, 25 μg; *Diplococcus pneumoniæ*, 3,12 μg; *Erwinia amylovora*, 400 μg; *Erwinia atroseptica*, 800 μg; *Erwinia carotovora*, 400 μg; *Escherichia coli*, 800 μg; *Hemophilus influenzæ*, 25 μg à 26° C; *Hemophilus pertusis*, 25 à 50 μg à 26° C; *Klebsiella pneumoniæ*, 800 g; *Micrococcus pyogenes aureus* (Oxford), 100 μg; *Micrococcus pyogenes albus*, 50 μg; *Mycobacterium phlei*, 200 μg (après 10 jours); *Mycobacterium tuberculosis hominis* H 37 RV, 25 μg (après 10 jours); *Neisseiria catarrhalis*, 25 μg à 26° C; *Neisseria gonorrheæ*, 12,5 μg à 26° C; *Nocardia asteroides*, 25 μg (après 48 h à 26° C); *Proteus vulgaris*, 50 μg; *Pasteurella aviseptica*, 800 μg; *Pseudomonas æruginosa*, 300 μg; *Pseudomonas angulata*, 800 μg; *Pseudomonas fluoresens*, 800 μg; *Pseudomonas glycinea*, 200 μg; *Pseudomonas medicaginis* var. *phaseolicola*, 400 μg; *Pseudomonas mori*, 1,5 à 3,12 μg; *Pseudomonas savastonoi*, 3,12 μg; *Pseudomonas tabaci*, 800 μg; *Salmonella typhi*, > 800 μg; *Salmonella typhi murinum*, > 800 μg; *Sarcina lutea*, 12,5 μg; *Serratia marcescens*, > 800 μg; *Streptococcus hemolyticus*, 50 μg; *Streptococcus fœcalis*, 50 μg; *Streptomyces griseus*, 50 μg; *Streptomyces venezuelæ*, 100 μg; *Vibrio comma*, 50 μg; *Welchia perfringens*, 25 μg; *Xanthomonas beticola*, 800 μg; *Xanthomonas campestris*, 400 μg.

La substance CE 58 n'est pratiquement pas active sur les champignons aux concentrations inférieures à 400 μg/ml.

Si l'on considère comme sensibles les germes inhibés par des quantités de substance égales ou inférieures à 50 μg/ml, on remarquera que l'action antibiotique intéresse aussi bien des germes gram-positifs que gram-négatifs, des germes anaérobies et des germes acidorésistants. Toutefois, nous noterons qu'en aucun cas cette action inhibitrice ne s'est révélée pour des concentrations inférieures à 1,56 μg.

La comparaison de l'activité antagoniste du champignon avec le spectre de la substance antibiotique permet de penser que cette dernière est seule responsable des actions antagonistes observées.

Des essais de phytotoxicité nous ont montré que la Tomate, la Laitue, le Fraisier, l'Œillet d'Inde, supportaient bien une pulvérisation d'une solution à 250 μg/ml de CE 58. Par contre, nous avons observé un effet phytotoxique marqué sur la germination des graines de Lin; ces dernières déposées sur un milieu stérile contenant l'antibiotique ont germé dans les proportions suivantes (après 12 jours d'incubation à 24° C) : 100 % dans le témoin et à 250 μg/ml de CE 58; 92 % à 500 μg avec un fort retard dans la levée; 6,4 % à 1000 μg et 0 % à 2 000 μg.

Des essais de lutte contre les maladies des plantes sont en cours.

(*) Séance du 11 avril 1960.

(1) T. Staron et A. Faivre-Amiot, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1580.

(2) Pomme de terre, 200 g; glucose, 20 g; gélose, 20 g; eau du robinet, 1000 ml.

(3) Phosphate monopotassique, 1 g; sulfate de magnésium, 0,5 g; sulfate ferreux, 0,005 g; sulfate de zinc, 0,005 g; chlorure de manganèse, 0,002 g; galactose, 2 g; glycocolle, 2,5 g; gélose, 20 g; eau distillée, 1000 ml.

(4) Extrait de sol, 1; mannitol, 10 g; extrait de levure (Difco), 2 g; gélose, 20 g.

(5) Ces essais ont été effectués en tubes de 18 × 180 mm contenant 5 ml du milieu suivant : peptone « UCLAF », 20 g; glucose, 2 g; chlorure de sodium, 5 g; eau distillée, 1000 ml. Pour les genres *Hemophilus*, *Neisseiria* et pour *Diplococcus pneumoniæ*, *Corynebacterium diphteriæ*, *Streptococcus hemolyticus*, nous avons utilisé le milieu précédent avec la peptone Difco n° 3 auquel nous avons ajouté 5 % d'extrait globulaire pour les *Hemophilus* et 5 % d'ascite serum pour les *Neisseiria*. Pour *Mycobacterium tuberculosis* les essais ont été faits sur milieu de Dubos.

(6) Les services de l'Institut Pasteur nous ont communiqué la plupart des souches utilisées ici.

(Station Centrale de Pathologie végétale de l'I. N. R. A.)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Les rôles protecteurs partiels de la rate et de la pénicilline contre des doses léthales de particules inertes.* Note (*) de M. **Benjamin N. Kropp**, présentée par M. Maurice Fontaine.

Le bleu Trypan, colorant particulaire, injecté à une dose de 28,5 mg par 20 g de Souris mâles, provoque leur mort dans un délai de 9 h. Celle-ci peut être retardée pendant 1 h ou plus par une injection simultanée de pénicilline; elle est hâtée par la splénectomie préalable.

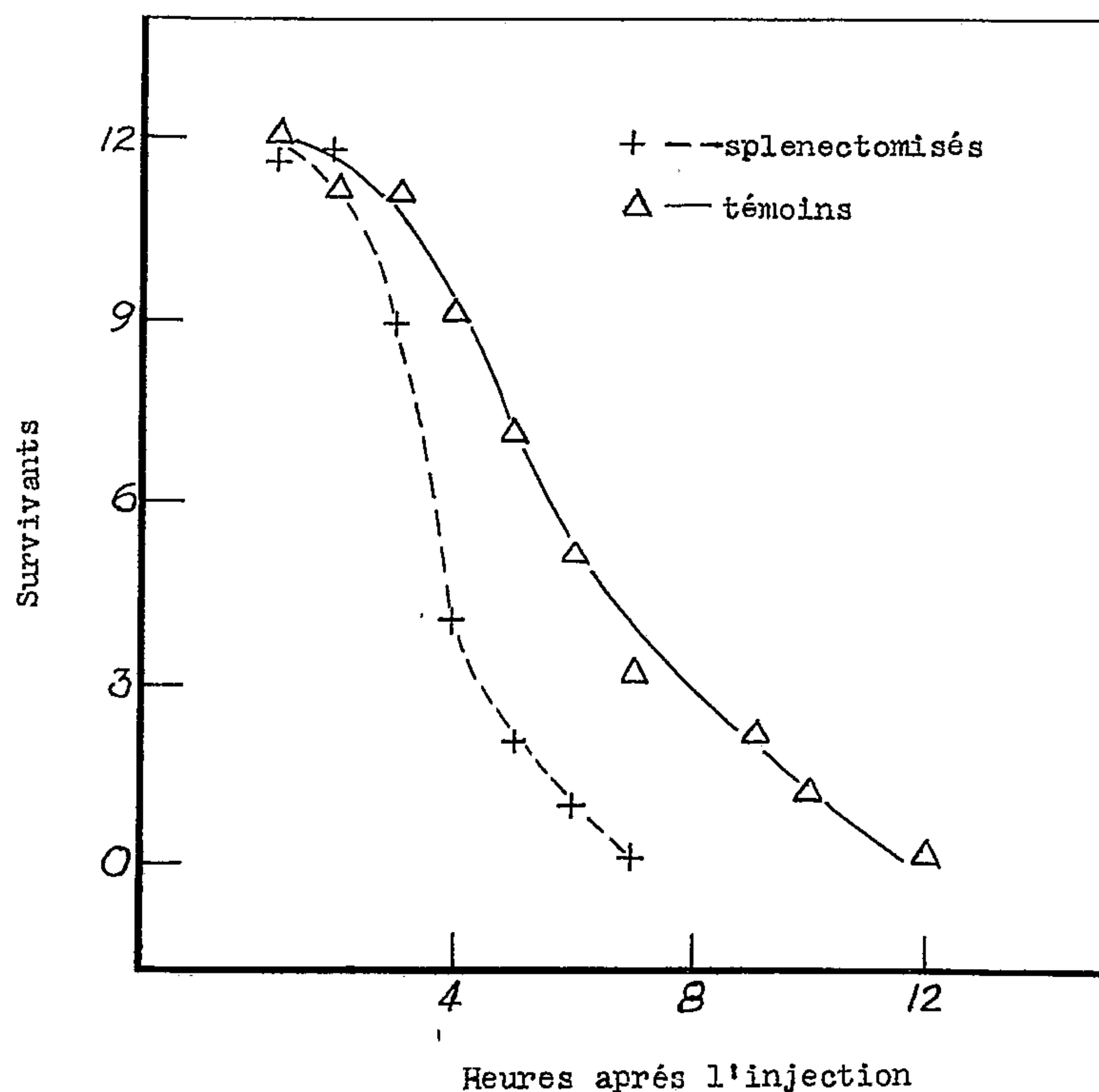
La présence de petites quantités de particules inertes dans les tissus animaux provoque le phénomène bien connu de la phagocytose, essentiellement par des cellules du système réticulo-endothélial. Cette réaction peut être locale ou comprendre la plupart des systèmes organiques si les particules se trouvent largement distribuées dans l'organisme. Dans ce dernier cas, le système vasculaire dans son sens le plus large, y inclus les organes lymphoïdes, tels que la rate, peut être considéré comme ayant des fonctions multiples. Celles-ci comprennent d'une part une vaste distribution des particules par les vaisseaux et, d'autre part, la contre-activité de certains éléments du tissu conjonctif comportant leur répartition et leur concentration dans les ganglions lymphatiques.

Dans les recherches concernant ce processus, ou plutôt ces séries de processus biologiques hautement coordonnés, on ne s'est attaché que peu à l'étude des réactions des organes vasculaires à une surcharge brutale de doses massives de particules inertes. A la suite d'une injection de bleu Trypan, chez des Souris, à la concentration de 28,5 mg par 20 g, la mort survient avant un laps de temps de 9 h (1). On peut obtenir essentiellement le même résultat avec des particules de charbon animal ou végétal et des particules métalliques en suspension, telles que de l'aluminium, quand elles ont de 1 à 2 μ de diamètre; or il est alors possible de retarder, mais non pas de prévenir la mort, en traitant les animaux avec de la pénicilline au moment de l'injection. Ainsi 15 000 U. I. de pénicilline G par 20 g de Souris ont un effet protecteur provisoire contre l'effet léthal des particules. En effet, avec cet antibiotique le maximum de morts a lieu 1 h plus tard que chez des Souris non traitées avec de la pénicilline. Dans certains cas, même, la mort peut être retardée de 2 h ou même plus, par rapport aux témoins non traités par la pénicilline.

L'effet dû à la pénicilline semble provenir d'une altération de la perméabilité rénale; celle-ci permettrait à une quantité suffisante de matière particulaire inerte de passer dans l'urine pour retarder l'action léthale qu'elle exerce par ailleurs. La preuve en est donnée par l'examen de l'urine de Souris injectées avec du bleu Trypan et simultanément avec de la péni-

cilline; leur urine contient alors 2 à 5 fois plus de bleu Trypan que celle de témoins ayant reçu simplement du bleu Trypan. Il semble d'ailleurs que les matières fécales des Souris ayant reçu de la pénicilline soient plus riches en bleu Trypan que celles des témoins; mais nous n'avons pas de données quantitatives concernant cette question.

On pouvait penser que la rate doit avoir une fonction protectrice, étant données ses relations étroites à la fois avec le système vasculaire et le système réticulo-endothélial. Nous avons donc splénectomisé 12 Souris mâles par voie ventro-latérale. Après une semaine de convalescence ces Souris ont reçu une injection sous-cutanée de bleu Trypan à 3 % dans de



l'eau distillée, 1 ml par 20 g. Un nombre égal de témoins non splénectomisés ont reçu la même dose de bleu Trypan. Les résultats sont montrés dans le graphique, qui indique le laps de temps entre l'injection et la mort.

Après 7 h toutes les souris splénectomisées étaient mortes, alors que 25 % des témoins vivaient encore. Mais cette survie ne dura que de 2 à 5 h.

Il semble donc que, dans ces conditions, la splénectomie hâte l'effet léthal du bleu Trypan. La raison semble en être dans deux fonctions bien connues de la rate. En premier lieu elle est une source de cellules phagocytaires, et son ablation comporte donc la perte d'un grand nombre de cellules capables d'immobiliser une bonne partie des particules. En second

lieu la rate est un réservoir capable d'isoler une vaste masse de particules du cœur, et des vaisseaux pulmonaires, cérébraux et rénaux, où leur accumulation contribue à accélérer le processus léthal.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) B. N. KROPP, *Antibiotics and Chemotherapy*, 7, 1957, p. 135.

(Laboratoire de Biologie animale, Pavillon Curie, Faculté des Sciences, Université de Paris et Laboratory of Histology and Embryology, Queen's University, Kingston, Canada.)

MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE. — *Essais de cytochimie ultrastructurale. Action sur la chromatine.* Note de Mlle **Elizabeth Leduc** et M. **Wilhelm Bernhard**, présentée par M. Robert Courrier.

Utilisant une nouvelle matière d'inclusion hydrosoluble introduite récemment par Stäubli (1), les auteurs ont soumis des coupes ultrafines de thymus et de pancréas de rat à un traitement enzymatique ou à l'action d'acide chlorhydrique. Ils ont observé, au microscope électronique, une disparition des structures chromatiniennes du noyau, correspondant à une disparition parallèle de la basophilie nucléaire.

Le produit d'essai, X 133/2097, polyépoxyde aliphatique hydrosoluble, permet l'inclusion de tissus pour l'ultramicrotomie sans déshydratation préalable à l'alcool. Certains réactifs ou traitements enzymatiques peuvent être ainsi appliqués aux coupes ultrafines après fixation au formol.

1. *Matériel et Méthode.* — *a.* Les fragments de pancréas et de thymus de rats jeunes et adultes sont fixés pendant 15 ou 50 mn au formol à 10 % tamponné à l'acétate de véronal à pH 7,2-7,4. Les tissus sont ensuite transférés dans des solutions à concentrations croissantes du produit d'essai, selon Stäubli (1).

La polymérisation est effectuée dans une étuve à 37° C pendant 2 à 3 jours. Aucun plastifiant n'a été utilisé pour ces expériences. Les coupes sont effectuées à l'ultramicrotome Servall avec des couteaux de verre ordinaire.

b. Les enzymes et solutions hydrolysantes sont employées comme suit :

1° la désoxyribonucléase cristallisée (Worthington,) aux concentrations de 0,1 à 0,4 %, est dissoute dans deux solutions différentes :

α. 0,003 M $MgSO_4$, pH 6,2 ajusté avec NaOH 0,01 M (Swift) (2);

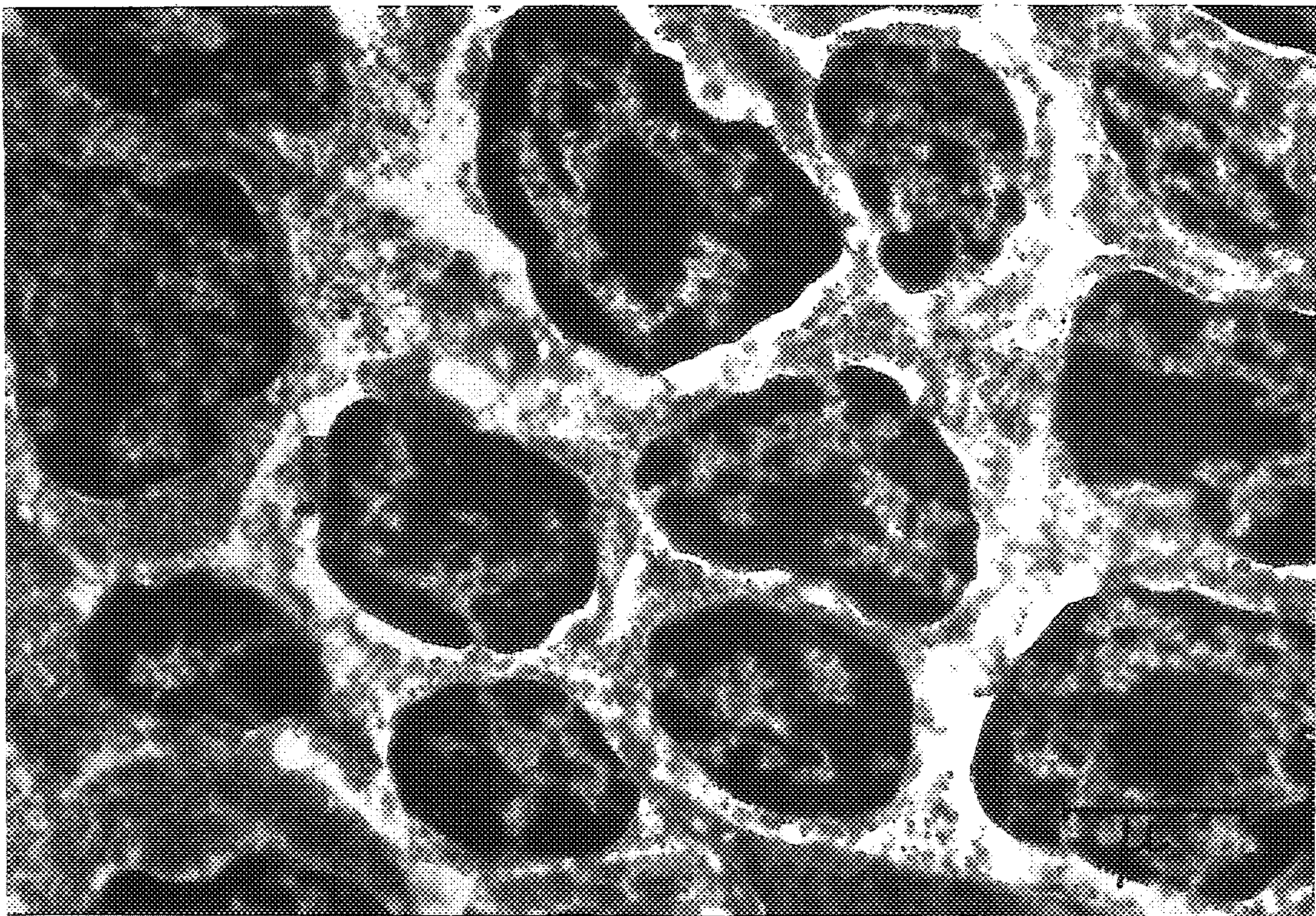
β. 0,02 M $MgCl_2$, pH 7,4 ajusté avec NaOH 0,01 M (Lillie) (3);

2° la pepsine pure (NBC) à une concentration de 0,5 % dissoute dans une solution de HCl, 0,1 N (Romeis) (4);

3° acide chlorhydrique 1 N et 0,1 N.

c. Quelques millilitres de ces solutions sont mis dans des verres de montre, placés dans des boîtes de Pétri contenant du papier filtre mouillé pour maintenir une atmosphère humide. Les coupes ultrafines sont transférées sur la pointe de cure-dents en bois à la surface des solutions hydrolysantes. Elles y flottent pendant toute la période d'incubation. La matière plastique n'est pas dissoute avant, ni pendant ce traitement. Les coupes sont ensuite rincées brièvement à la surface d'eau distillée et recueillies sur des treillis couverts de formvar, puis colorées, avant l'examen, à l'acétate d'uranyle à 5 % pendant 1 h pour augmenter le contraste des tissus.

d. Afin d'explorer les conditions optimales du traitement enzymatique des coupes ultrafines, nous utilisons des températures différentes et des


1

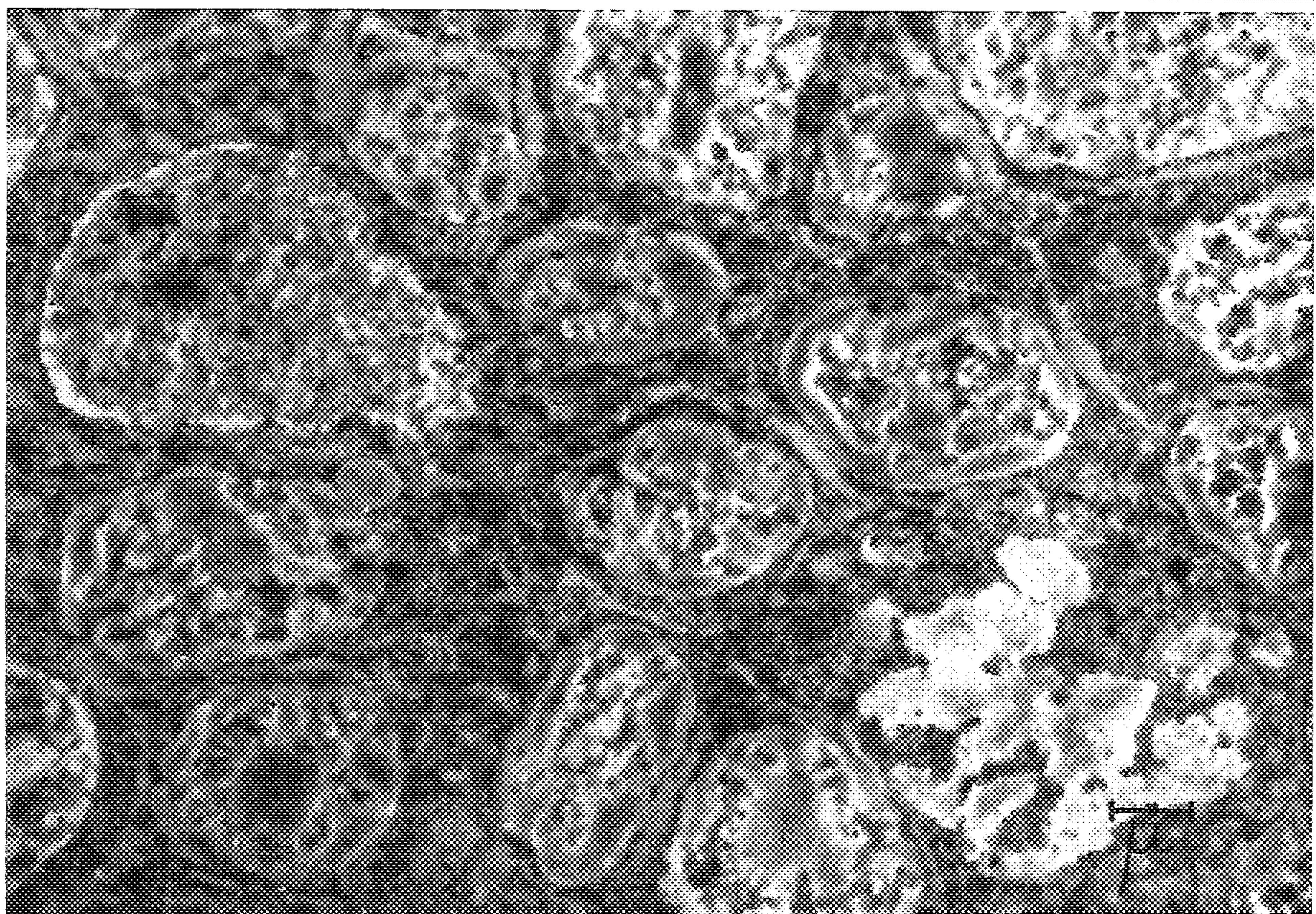
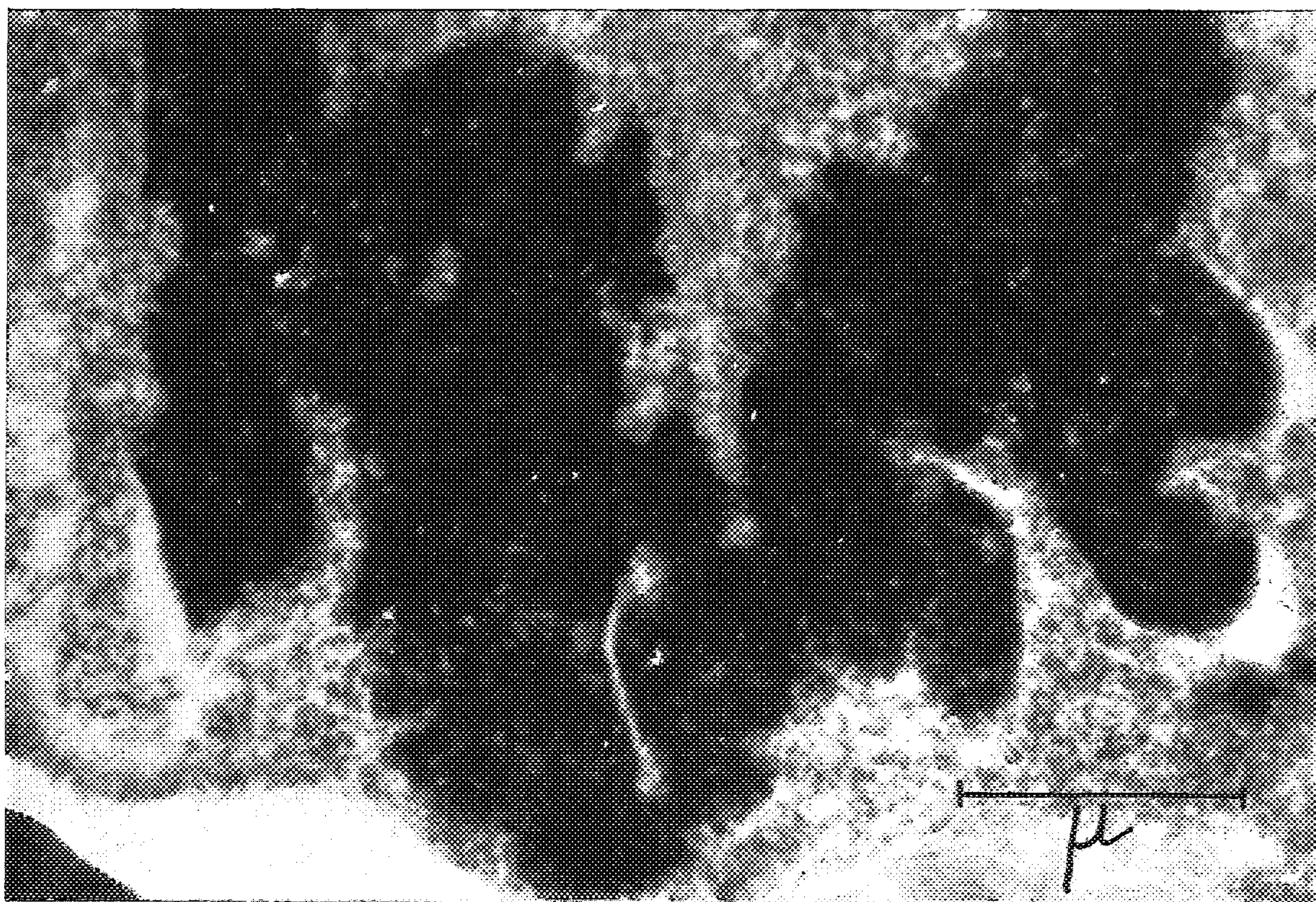

2

Fig. 1. — Thymus. Coupe ultrafine non digérée. Margination de la chromatine en mottes très denses (G × 7 500).
Fig. 2. — Même tissu, après digestion pendant 4 h à la pepsine puis 6 h 30 mn à la désoxyribonucléase à 37°. Disparition presque totale de la chromatine, densité cytoplasmique maintenue (G × 7 500).

3



4

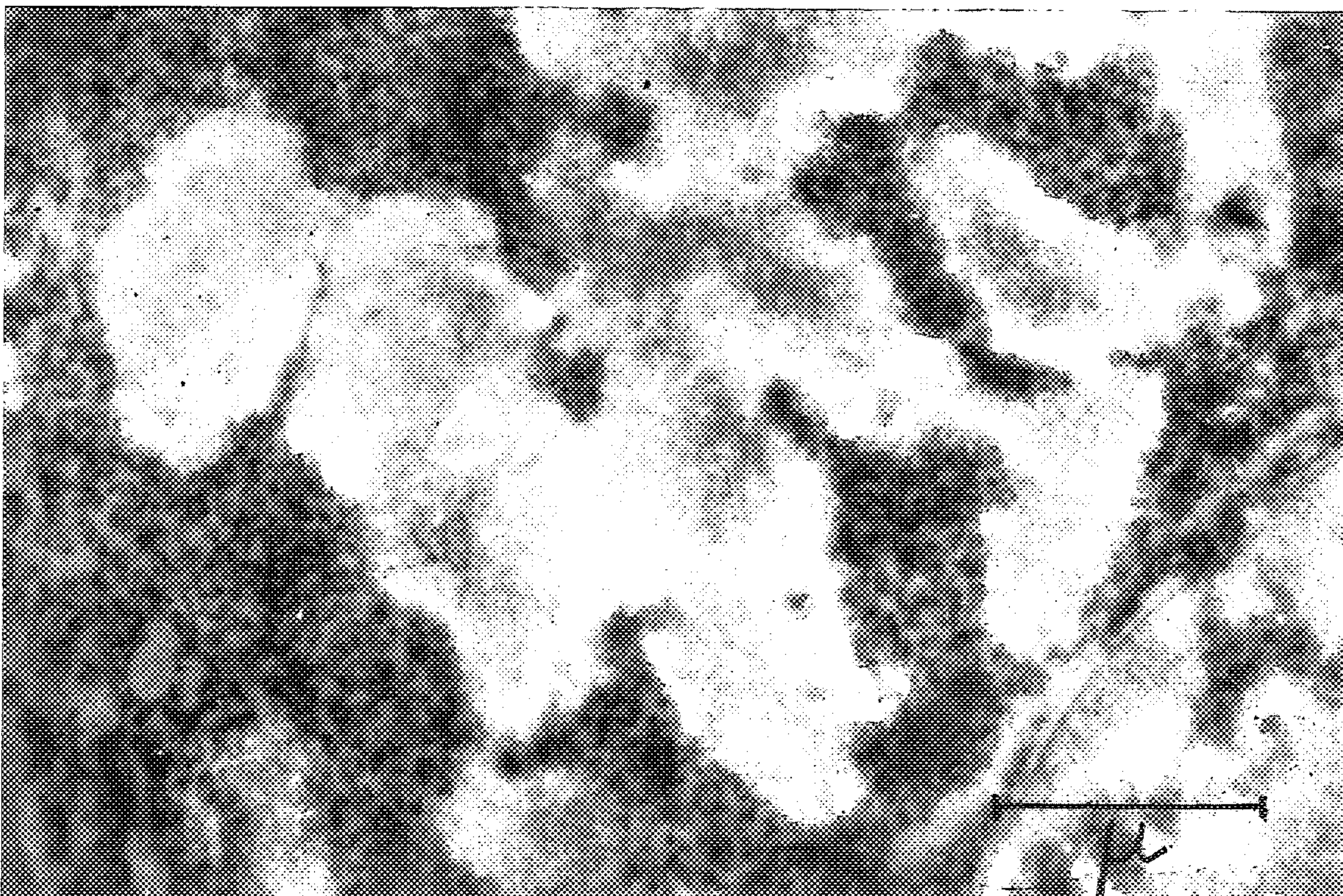
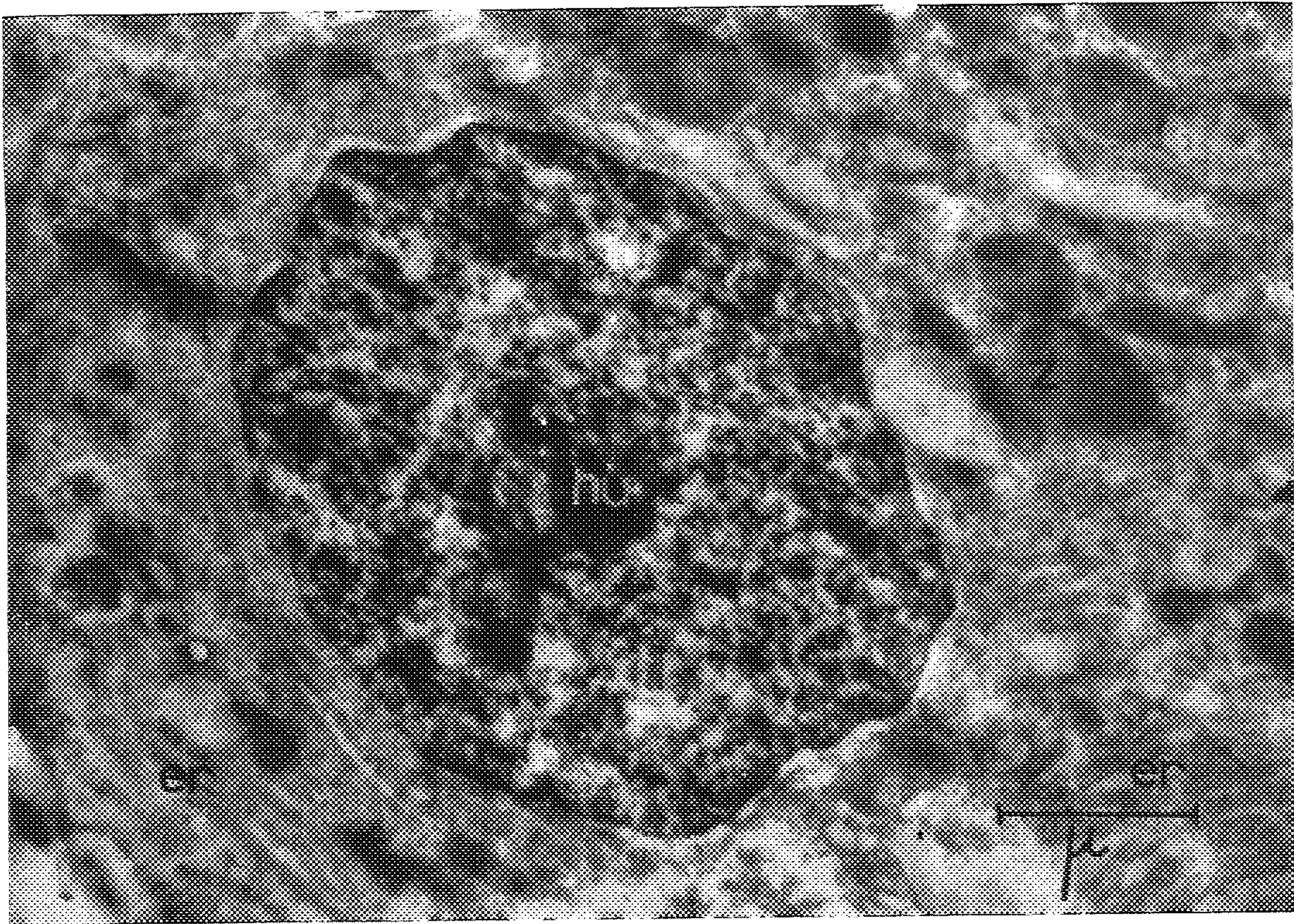
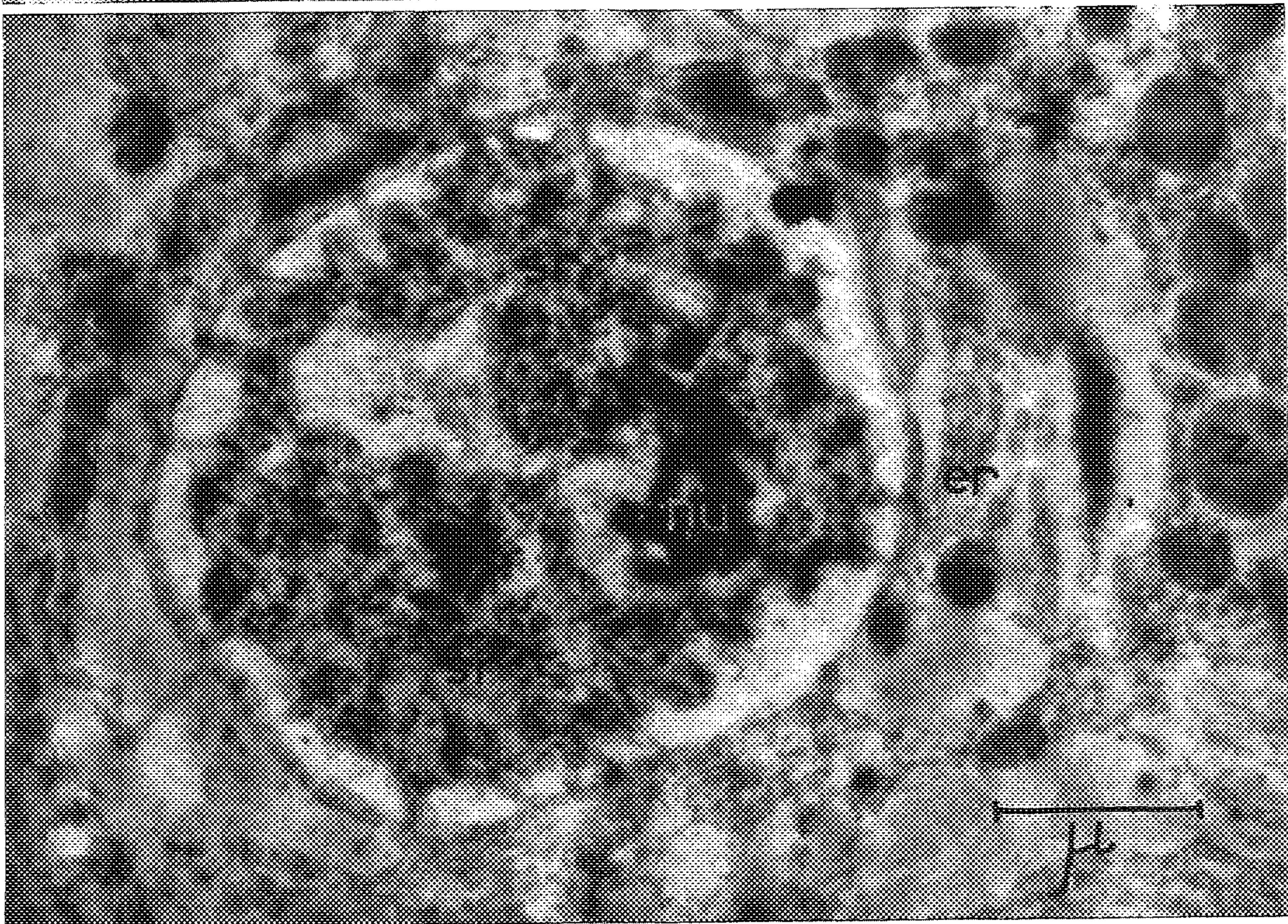


Fig. 3. — Chromosomes d'un thymocyte non digéré (G × 30 000).

Fig. 4. — Chromosomes d'un thymocyte digéré pendant 4 h à la pepsine et 6 h 30 mn à la désoxyribonucléase. Disparition de la substance chromosomique (G × 30 000).



5

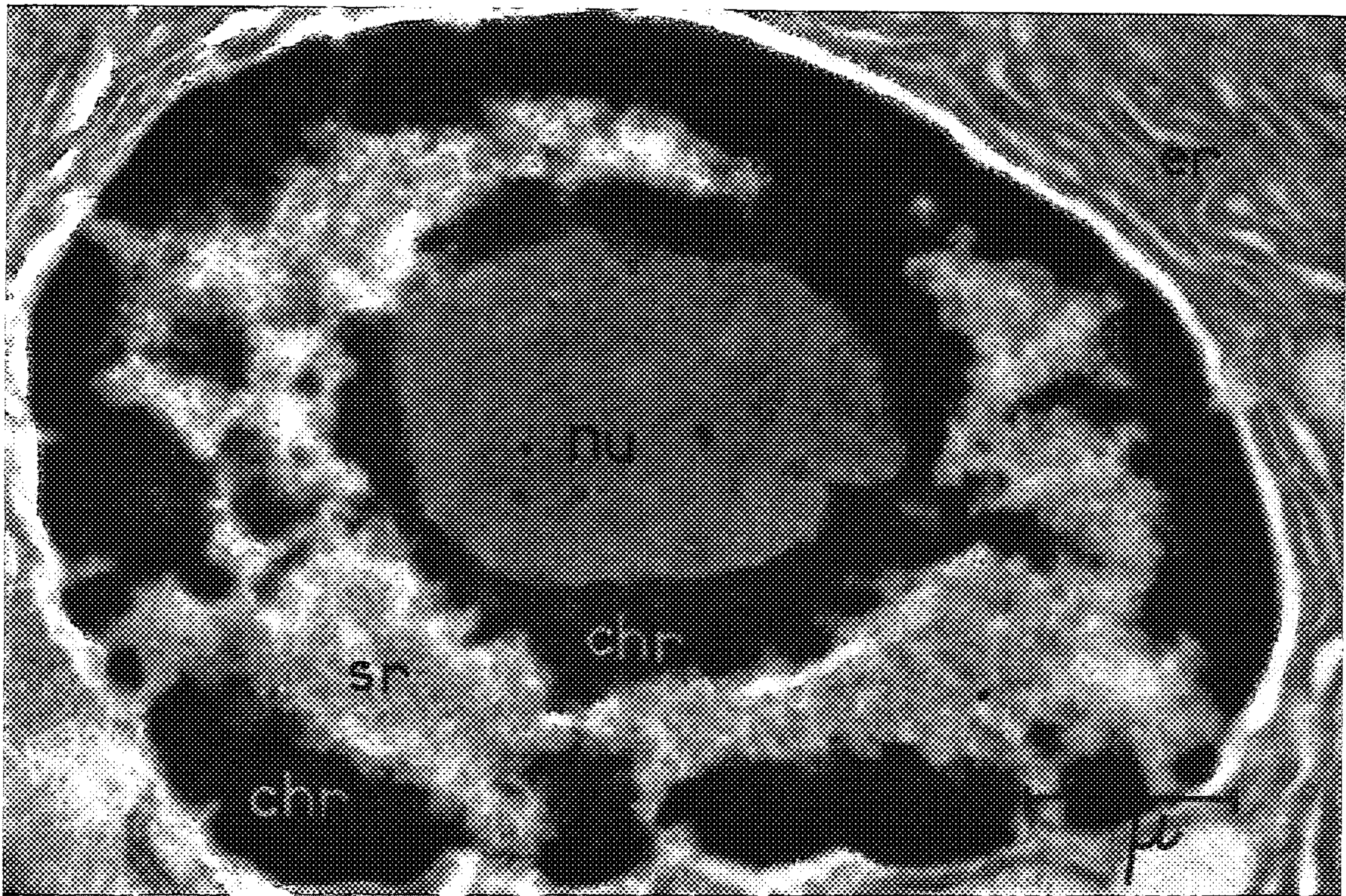


6

Fig. 5. — Pancréas. Coupe ultrafine d'une cellule exocrine traitée pendant 30 mn à l'acide chlorhydrique 1 N à 57° C. Éclaircissement net de la chromatine. (Nu) nucléole, (er) ergastoplasme, (Z) grains zymogènes (G × 24 000).

Fig. 6. — Même préparation que celle de la figure 5. Même traitement à l'acide chlorhydrique, mais suivi d'une digestion à la désoxyribonucléase pendant 5 h à 37°. Disparition totale de la chromatine. Le nucléolonéma du nucléole (nu) résiste, ainsi qu'une substance d'apparence granulaire (s. r.), substance résiduelle (G × 24 000).

7



8

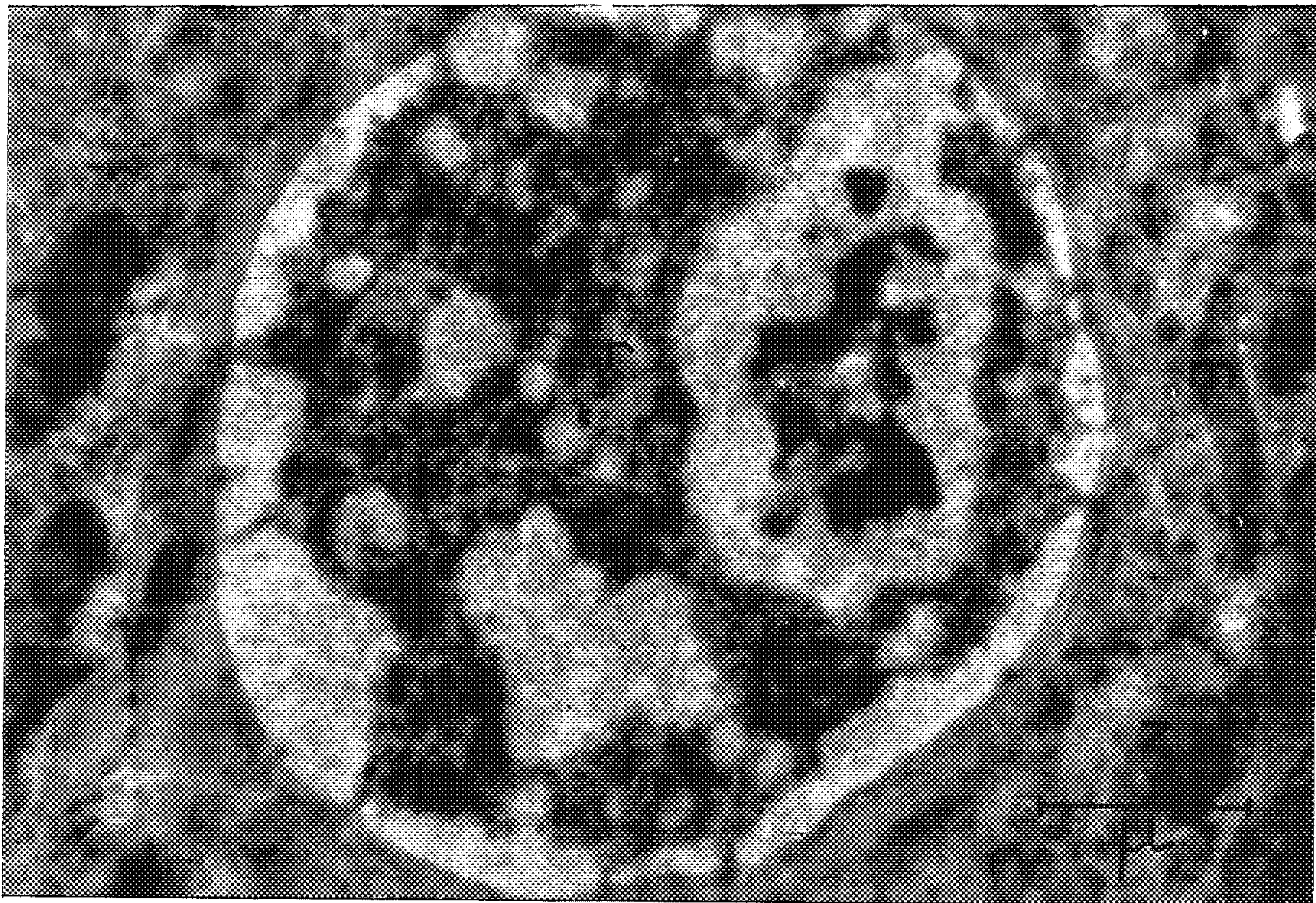


Fig. 7. — Pancréas. Cellule exocrine non digérée. Les trois composants nettement distincts du noyau bien visibles : (nu) nucléole, (chr) chromatine, et (s. r.) substance résiduelle (G × 30 000).

Fig. 8. — Même préparation que celle de la figure 7, traitée pendant 5 h à l'acide. chlorhydrique 1 N à 57° C. La chromatine a disparu, seuls le nucléolonéma (nu) et la substance résiduelle (s. r.) subsistent. Mitochondrie (m) et grains zymogènes (Z) indemnes (G × 24 000).

temps d'incubation très variés. La désoxyribonucléase à 0,1 ou 0,4 % est employée à 37° pendant 5 à 24 h, la pepsine à 0,5 % à 37° C pendant 4 h, suivie par un traitement des coupes à la désoxyribonucléase pendant 4 à 16 h.

Parallèlement, des coupes ultrafines de contrôle sont maintenues dans les solutions tampon sans enzyme à la même température et pour la même durée d'expérience.

L'hydrolyse à l'acide chlorhydrique 0,1 N ou 1 N est effectuée à 37 ou à 57° C, pendant 15 mn à 15 h.

e. Des coupes semi-fines des mêmes tissus d'une épaisseur d'environ 2,5 μ sont traitées selon la même technique, puis colorées au bleu de méthylène à 1 % ou à la gallocyanine (Pearse) ([5]) pour l'examen, au microscope optique, de la basophilie nucléaire ou cytoplasmique.

2. *Observations*. — 1° Dans les conditions expérimentales précédentes, la *désoxyribonucléase* seule, même employée pendant un temps prolongé, ne provoque pas de disparition de l'acide désoxyribonucléique (ADN) nucléaire dans les coupes ultrafines. Les coupes semi-fines de contrôle ne perdent pas non plus leur basophilie. Les tampons, seuls, n'ont pas d'effet sur les coupes.

2° Inspirés par les expériences de Peters et Stoeckenius ([6]), et suivant une suggestion de Kurnick ([7]), nous avons traité des coupes ultrafines à la pepsine pendant 4 h, puis à la désoxyribonucléase à 0,1 % pendant 6 h 30 mn. Le traitement à la pepsine seule diminue la densité générale du noyau, et plus particulièrement des zones achromatiques. La désoxyribonucléase attaque ensuite les mottes chromatiniennes très denses, les fait presque entièrement disparaître et crée ainsi une « inversion » de l'image nucléaire (*fig.* 1-4). Le cytoplasme ne semble avoir que peu souffert au cours de l'action enzymatique.

3° On peut obtenir des images nucléaires très comparables en remplaçant le traitement préliminaire à la pepsine par une hydrolyse à l'acide chlorhydrique. Cette hydrolyse, effectuée pendant 30 mn à 57° C, aboutit à un éclaircissement net de l'ensemble des structures nucléaires. Il y a donc déjà une perte de substance importante (*fig.* 5). Mais l' « inversion » du noyau ne s'observe qu'après l'action consécutive de la désoxyribonucléase pendant 5 h à 37° C (*fig.* 6). Dans ce cas, l'ADN semble avoir totalement disparu, mais il subsiste toujours le nucléolonéma et une substance granulaire (substance résiduelle) de nature probablement protéinique. Une hydrolyse préalable des tissus à l'acide chlorhydrique semble nécessaire pour préparer l'action enzymatique. Si l'hydrolyse avec HCl est suivie d'un traitement aux tampons seuls, l'éclaircissement du noyau peut s'accentuer, mais on n'observe pas d' « inversion » de l'image.

4° L'acide chlorhydrique 1 N seul, appliqué pendant plusieurs heures à 57° C, donne une très forte hydrolyse de l'ADN qui peut totalement disparaître, ce qui aboutit au même effet d' « inversion » du noyau qu'après

traitement combiné HCl courte durée-désoxyribonucléase (*fig.* 7-8). Là encore, le nucléolonéma subsiste ainsi que la substance résiduelle. Le même effet est obtenu avec HCl 0,1 N à 57 ou à 37° C, mais seulement après 16 à 24 h. Les coupes semi-fines de contrôle, pareillement traitées, perdent leur basophilie nucléaire déjà après 1 h.

Ces expériences prouvent qu'il est possible de réduire graduellement dans des coupes ultrafines la densité de la chromatine des noyaux en interphase, ou des chromosomes en mitose. Les résultats négatifs obtenus après traitement des coupes à la désoxyribonucléase seule pourraient s'expliquer si l'on admet que la nucléase ne pénètre pas avant que la pepsine ou l'acide chlorhydrique aient frayé un chemin et libéré des groupements chimiques auxquels la nucléase peut alors s'attaquer facilement.

La résistance inégale des différents composants nucléaires à l'hydrolyse par l'acide ou par l'enzyme justifie l'espoir qu'un traitement des tissus, semblable mais plus doux et plus progressif, pourra révéler de nombreux détails encore inconnus sur l'ultrastructure des noyaux et des chromosomes.

(1) W. Stäubli, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1137.

(2) H. Swift, *Symposium on Molecular Biology*, R. E. Zirkle (Ed.) Univ. Chicago Press., chap. 20, 1959, p. 266.

(3) R. D. Lillie, *Histopathologic Technic and Practical Histochemistry*, The Blakiston Co, New York, 1958.

(4) B. Romeis, *Mikroskopische Technik*, Leibniz Verlag, München, 1948.

(5) A. G. E. Pearse, *Histochemistry*, J. A. Churchill, Ltd, London, 1960.

(6) D. Peters et W. Stœckenius, *Nature*, 174, 1954, p. 224.

(7) N. B. Kurnick, *International Rev. Cytol.*, chap. IV, 1955, p. 221.

(*Laboratoire de Microscopie électronique,*
Institut de Recherches sur le Cancer, Villejuif, Seine.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la nécessité du zinc, comme oligoélément pour la synthèse de la tyrosine par l'*Aspergillus niger. Note de MM. **Didier Bertrand** et **André de Wolf**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Le zinc déjà indispensable pour la synthèse du tryptophane par l'*Aspergillus niger* l'est aussi pour un autre aminoacide : la tyrosine. Ici, aussi, le cadmium peut remplacer cet oligoélément.

L'étude des aminoacides provenant d'hydrolysats de protéines de thalles d'*Aspergillus niger*, faite [par chromatographie de partage sur papier suivant Turba ([1])], comparativement sur une même quantité de protéines totales, à partir de thalles cultivés sur milieu complet ou sur le même milieu mais ne contenant plus que de l'ordre de 10 μg de zinc par litre, nous avait montré que la teneur en tyrosine semblait plus faible dans le deuxième cas.

S'il en est bien ainsi, toutes les enzymes renfermant cet aminoacide doivent aussi de ce fait exister en proportion moindre dans le thalle de l'*Asp. niger* cultivé sur milieu pauvre en zinc, que dans celui cultivé sur milieu complet, ce qui, joint au fait que le zinc est indispensable pour la synthèse du tryptophane ([2]), permettrait d'expliquer pourquoi ce métal intervient en particulier dans la synthèse de la phosphofructokinase, de la glycéraldéhydephosphatedéshydrogénase et de la glucoseisomérase de l'*Asp. niger* ([3]).

Les techniques de dosage de la tyrosine ne manquent pas, mais elles ne sont en général valables que pour des solutions pures. L'utilisation de l'absorption dans l'ultraviolet comme dans la technique de W. Goodwin et R. H. Maton ([4]), valable pour la protéine elle-même, n'est pas applicable ici car la matière colorante des spores se retrouve dans la fraction protéinique et fausse complètement les résultats dès l'apparition de la sporulation. Par contre, la technique de O. Gerngross, K. Voss et H. Herfeld ([5]) telle qu'elle a été mise au point par Unfried et Cooper ([6]) donne d'excellents résultats, ce qui n'est pas le cas pour d'autres modifications de la même technique, plus sensibles mais trop influençables à de faibles variations des réactifs, en particulier à la concentration en acide nitreux qui est très facilement modifiée par les impuretés. La technique de Unfried et Cooper est en outre assez spécifique, puisque le tryptophane, la cystéine et la cystine sont 100 à 55 fois moins sensibles, les autres acides aminés étant sans influence, seule la tyramine donne une coloration un peu plus forte que la tyrosine, mais n'intervient pas ici.

Le milieu de culture et les précautions sont les mêmes que lors de nos expériences antérieures sur le métabolisme du zinc ([7]). A partir de thalles congelés à — 15°, les protéines sont extraites suivant Roberts et coll. ([8]), c'est-à-dire qu'après extraction à 0° par de l'acide trichloracétique à 5 %

pendant 25 mn, le résidu est extrait à 40-50° pendant 25 mn par de l'alcool à 75 % puis par de l'acide trichloracétique à 5 % à chaud (95-100°) encore 25 mn. Le dosage de l'azote est effectué sur une portion aliquote des protéines qui sont hydrolysées pendant 20 h à 100° par de l'acide chlorhydrique 6 N, à raison de 1 ml d'acide pour 5 mg de protéine, de façon à éviter la formation de chlorotyrosine [Munier ([9])]. Ce dernier composé donne en effet une coloration moins forte que la tyrosine (32 %), ce qui fausserait totalement les résultats. Après hydrolyse, l'acide chlorhydrique est chassé à chaud par un courant d'air, en répétant à plusieurs reprises cette opération sur le résidu repris par un peu d'eau. Cette précaution est indispensable car l'acide chlorhydrique gêne le dosage de la tyrosine.

Si les résultats sont moins spectaculaires que ceux obtenus avec le tryptophane, ils sont néanmoins sans ambiguïté : le zinc intervient dans la synthèse de la tyrosine. Nous avons voulu voir si le cadmium pouvait remplacer le zinc comme il peut le faire lors de la synthèse du tryptophane. Il en est de même aussi ici, au moins partiellement, mais l'expérimentation est plus difficile à réaliser que pour le tryptophane, car pour avoir des teneurs en tyrosine très différentes dans les protéines des thalles témoins et celles des thalles cultivés sur milieu pauvre en zinc, il ne faut pas qu'il y ait plus de 15 µg de ce métal par litre de milieu de culture, or dans ces conditions le cadmium n'a qu'un effet limité sur le poids total du thalle ([10]). Le tableau ci-après donné à titre d'exemple, représente les résultats moyens d'une de nos expériences (50 cultures simultanées). Les quatre autres sont analogues.

Thalles.	Age cult. (jours).	Tyrosine % de protéine.	Tyrosine mg/g de thalle sec.
Témoins, 250 µg de Zn/l	2	4,35	8,9
	4 (*)	4,1	4,5
Carencés, 15 µg de Zn/l	2	2,55	1,57
	4	1,83	2,6
Carencés, + 450 µg de Cd/l	2	2,88	2,4
	4	3,82	5,6

(*) 4 jours représentent la fin de la croissance.

([1]) *Chromatographische Methoden in der Protein Chemie*, Springer, Berlin, 1954, p. 175.
([2]) D. Bertrand et A. de Wolf, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2237.
([3]) D. Bertrand et A. de Wolf, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 41, 1959, p. 545.
([4]) *Biochem. J.*, 40, 1946, p. 628.
([5]) *Ber. Chem. Ges.*, 66, 1933, p. 1.
([6]) *J. Biol. Chem.*, 196, 1952, p. 227.
([7]) D. Bertrand et A. de Wolf, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1626; 245, 1957, p. 1179; 246, 1958, p. 2415 et 2541; 247, 1958, p. 888; 249, 1959, p. 2237.
([8]) R. B. Roberts, D. H. Abelson, R. B. Cowie, E. T. Bolton et R. J. Britten, *Studies of biosynthesis in* E. Coli, Carnegie Inst., Washington, 607, 1955.
([9]) R. Munier, *J. Chromatography*, 1, 1958, p. 524.
([10]) D. Bertrand et A. de Wolf, *Rev. ferment. et Ind. alim.*, Bruxelles, 2, 1956, p. 11.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Institut Pasteur.*)

VIROLOGIE. — *Le virus de la maladie de Carré chez le Bœuf et le Lapin; Étude sérologique et rapports avec l'immunité antibovipestique.* Note (*) de MM. **Yves Gilbert**, **Paul Mornet** et **Yves Gouffeon**, présentée par M. Clément Bressou.

L'inoculation de virus de la maladie de Carré à des bovins provoque l'évolution d'une affection inapparente, génératrice d'anticorps neutralisant ce virus et d'immunité durable contre la peste bovine. Chez le Lapin, l'inoculation de fortes doses répétées de virus de la maladie de Carré ne provoque ni apparition d'anticorps neutralisants ni résistance au virus bovipestique lapinisé.

Le virus de Carré confère au Bœuf une solide résistance contre une épreuve par le virus bovipestique (1), (2) mais ne modifie nullement la sensibilité du Lapin au virus bovipestique lapinisé (3), (4).

Les travaux rapportés ici tendent à déterminer, d'une part le support de l'immunité croisée chez le Bœuf par l'étude du comportement humoral du virus de Carré dans cette espèce et la recherche de la durée de la résistance à la peste bovine, d'autre part les causes de l'absence de pouvoir immunisant chez le Lapin par l'étude des réactions sérologiques de ce dernier à l'inoculation du virus de Carré.

MATÉRIEL. — *Virus de Carré.* — Deux souches : l'une entretenue sur furet, l'autre propagée sur œuf.

Virus bovipestique lapinisé. — Souche Nakamura III (1).

Virus bovipestique. — Souche récemment isolée.

Bovins. — Provenant de régions indemnes de peste bovine, ou reconnus réceptifs (par épreuve de séroneutralisation).

Lapins. — Sujets de 1,5 kg, élevés à Dakar.

MÉTHODES. — *Recherche des anticorps anti-virus de Carré.* — Elle s'effectue par séro-neutralisation *in ovo* selon la technique [Fontaine (5)].

Recherche des anticorps anti-bovipestiques. — Elle s'effectue suivant la méthode de Scott et Brown (6).

Étude sérologique du comportement du virus de Carré chez le Bœuf et rapports avec l'immunité antibovipestique. — Cette étude a été effectuée à l'occasion de l'expérience précédemment rapportée (2). Huit lots de quatre bovins reçoivent une injection de virus de Carré, aux doses indiquées au tableau I. Ils sont éprouvés 23 jours plus tard à l'aide de virus bovipestique.

Le sérum prélevé avant inoculation de virus de Carré, et 22 jours après est examiné par séro-neutralisation *in vivo* pour recherche des anticorps neutralisant le virus de Carré.

Durée de l'immunité antibovipestique conférée par le virus de Carré et persistance des anticorps neutralisant le virus de Carré chez le Bœuf. — Des bovins reçoivent une dose sûrement vaccinale de virus de Carré (souche furet) et, après un temps déterminé, une inoculation de virus

bovipestique. Des prélèvements successifs de sérum permettent de déterminer le taux des anticorps neutralisant le virus de Carré.

Étude sérologique du comportement du virus de Carré chez le Lapin, et rapports avec l'immunité antibovipestique. — Des inoculations répétées de virus de Carré (souche entretenue sur furet) sont faites à des lapins (tableau III). Du sérum est prélevé au terme des injections pour recherche des anticorps neutralisant le virus de Carré. Une épreuve est pratiquée avec le virus bovipestique lapinisé.

Résultats. — *Étude sérologique du comportement du virus de Carré chez le Bœuf, et rapports avec l'immunité antibovipestique.* — Le tableau I rassemble les résultats des séro-neutralisations effectuées à l'aide des sérums prélevés avant inoculation et 22 jours après, et ceux de l'épreuve par virus bovipestique.

Tableau I.

Virus Carré.		Sérums contenant des anticorps.		Animaux résistant à la peste bovine.
Nature.	Doses (mg).	Nombre.	Titre neutralisant.	
Rate furet	900	4/4	1:15 à 1:300	4/4
»	150	2/4	1:30 à 1:100	2/4
»	15	2/4	1:50	2/4
»	1,5	0/4	–	0/4
Cerveau furet	1 500	4/4	1:50 à 1:100	4/4
Virus avianisé	10 000	1/4	1:25	1/4
»	1 000	1/4	1:2	2/4
»	100	0/4	–	0/4

Pour les cinq premiers lots, recevant du virus d'origine furet :

1° Le titre neutralisant des sérums est nul chez certains animaux, relativement élevé chez d'autres. Il n'y a pas de sérums douteux.

2° Seuls, les animaux possédant des anticorps résistent à la peste bovine.

3° Cette résistance à la peste bovine est totale ou nulle.

4° Le titre en anticorps est indépendant de la dose injectée. L'inoculation du virus de Carré provoque donc l'évolution chez le Bœuf d'une infection inapparente mais génératrice d'anticorps neutralisants et d'immunité antibovipestique.

Le virus de Carré avianisé, même à fortes doses, provoque rarement l'apparition d'anticorps, et à faible titre, qui confèrent cependant une immunité solide à l'épreuve par virus bovipestique.

Recherche de la persistance des anticorps neutralisant le virus de Carré chez le Bœuf, et durée de l'immunité antibovipestique conférée (Tableau II).

Quatre veaux éprouvés par inoculation de virus bovipestique respectivement 111, 180 et 194 jours après « vaccination » survivent sans présenter de réaction thermique ou clinique. La durée de l'immunité est supérieure à 6 mois.

Étude sérologique du comportement du virus de la maladie de Carré chez le Lapin; rapports avec l'immunité antibovipestique. — Le tableau III

résume les inoculations de virus de Carré (furet) effectuées chez les lapins, les résultats de la recherche des anticorps neutralisant le virus de Carré *in ovo* et ceux de l'épreuve par virus bovipestique lapinisé.

TABLEAU II.

Persistance des anticorps neutralisant le virus de Carré.

Nombre de jours depuis l'inoculation du virus de Carré.	Titre neutralisant 50 % des sérums.						
	1 906.	84.	85.	86.	87.	88.	89.
Avant......	0	0	0	0	0	0	0
21........	–	1:80	1:20	–	1:10	1:40	1:80
45........	–	1:80	M	–	M	1:40	1:80
110........	–	M	–	1:100	–	–	–
127........	1:18	–	–	–	–	–	–
172........	–	–	–	–	–	1:40	1:80
188........	1:4	–	–	–	–	–	–

M, sujet mort accidentellement.

TABLEAU III.

Expérience n°	Numéro du lapin.	Nombre d'injections et voie.	Dose totale injectée (rate de furet) (mg).	Intervalle entre première injection et prélèvement du sérum (jours).	Titre anti-corps *in ovo*.	Résultat épreuve par virus bovipestique lapinisé.
a.........	1	5/S. C.	1 800	33	0	R
b.........	2	3/S. C.	2 400	26	0	R
c.........	3	4/I. V.	2 400	17	0	R
	4	4/I. P.	2 400	17	0	R

R, réaction typique.

La quantité d'antigène injectée devrait, eu égard au poids de sujets, être suffisante pour stimuler, sans multiplication dans l'organisme, la production d'anticorps. Le Lapin se montre donc incapable de réagir à l'antigène « maladie de Carré » et ne peut être protégé contre une épreuve par virus bovipestique lapinisé.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) P. GORET, P. MORNET, Y. GILBERT et CH. PILET, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2564.
(2) P. MORNET, P. GORET, Y. GILBERT et Y. GOUEFFON, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2815.
(3) P. GORET, P. MORNET, Y. GILBERT, CH. PILET et G. ORTH, *Ann. Inst. Pasteur*, 1960 (sous presse).
(4) Y. GILBERT et P. MORNET, *Rev. Élev. Méd. Vét. Pays trop.*, 11, 1958, p. 117.
(5) J. FONTAINE, *Bull. Acad. Vét. Fr.*, 32, 1959, p. 81.
(6) G. R. SCOTT et R. D. BROWN, *J. Comp. Path.*, 248, 1958, p. 308.

(*Laboratoire Central de l'Élevage « Georges Curasson », Dakar.*)

IMMUNOLOGIE. — *Études sur le mécanisme de l'encéphalite allergique chez le Rat* [1]. Note de MM. **Hilary Koprowski**, **Alain Paraf**, **Rupert Billingham** et **Georges Jervis**, présentée par M. Gaston Ramon.

L'induction de l'encéphalite allergique chez le Rat nouveau-né est possible, mais la maladie n'apparaît qu'après un délai de 6 semaines chez 30 % des animaux. Le transfert passif de l'encéphalite allergique peut être réalisé chez des rats de souche consanguine par injection de cellules provenant d'animaux immunisés depuis 7 à 9 jours.

La plupart des auteurs, à la suite des travaux de Kabat [2] et Morgan [3], invoquent un processus immunologique pour expliquer le mécanisme de l'encéphalite allergique. Ils se fondent sur ce que, d'une part, la maladie caractéristique apparaît 12 à 15 jours après l'inoculation d'antigène, d'autre part, les lésions siègent uniquement au niveau du système nerveux central et n'apparaissent qu'après injection de substance nerveuse. Chez le Rat, Lipton et Freund [4], puis Patterson [5], mélangeant de la moelle épinière à des substances adjuvantes de l'immunité et inoculant l'ensemble par voie intradermique à des rats âgés de 6 à 8 semaines, observent l'encéphalite allergique chez près de 100 % des animaux. Waksman [6] et nous-mêmes [7] n'obtenons que 60 % de succès. Patterson [8], se fondant sur le principe de la tolérance immunitaire, a montré que l'encéphalite allergique peut être transférée, chez des rats non consanguins, par injection de cellules lymphoïdes provenant de rats donneurs spécifiquement immunisés par de la moelle épinière de cobaye.

Nous relaterons ici deux groupes d'expériences destinées à élucider autant que possible, d'une part le mécanisme de l'inhibition du type Patterson, d'autre part la nature immunologique de l'encéphalite allergique.

1. *Induction de l'encéphalite allergique par inoculation d'antigène immédiatement après la naissance.* — Si l'inhibition suscitée par l'injection d'antigène à la naissance était due à l'induction de tolérance, l'adjonction d'adjuvant à l'antigène devrait favoriser et augmenter cette capacité. 87 ratons de souche Lewis sont inoculés par voie intrapéritonéale dans les 24 h qui suivent la naissance avec 0,3 ml d'une suspension de moelle épinière de cobaye mélangée à des adjuvants de l'immunité selon la technique de Freund [4]. 20 ratons provenant des mêmes portées, ou de familles différentes, reçurent dans les mêmes conditions un mélange d'eau distillée et d'adjuvants de Freund. Sur 87 ratons inoculés avec le mélange suspension de moelle épinière-adjuvants 59 meurent, pour la plupart dans les quelques jours suivant l'injection, ou demeurent chétifs et sont éliminés. Sur 20 rats, témoins 11 seulement survivent. Tous les animaux sont sacrifiés après 9 semaines d'observation. Les examens histologiques sont effectués sur 24 rats parmi 39 animaux.

Dans le premier lot comprenant 28 animaux inoculés avec la suspension moelle épinière-adjuvants, 10 présentèrent des signes cliniques ou histologiques d'encéphalite allergique (manchons périvasculaires et démyélinisation). La maladie débute en moyenne 6 semaines après l'injection. Un seul des 11 animaux témoins présenta une encéphalite allergique typique (tous les animaux de ce lot furent examinés histologiquement).

2. *Transmission passive de l'encéphalite allergique.* — Des rats Lewis donneurs, âgés de 5 à 6 semaines, sont sensibilisés de la façon décrite précédemment. 6 à 13 jours plus tard, les rats sont sacrifiés et l'on prélève aseptiquement les ganglions jugulaires, axillaires, inguinaux et mésentériques. Les ganglions lymphatiques provenant de 2 à 4 donneurs sont généralement mélangés, parfois les tissus d'un seul donneur sont utilisés. Les cellules sont préparées selon la technique décrite par Billingham ([11]). Dans deux expériences, les cellules furent soumises à une pression suffisante pour les faire éclater, de façon à obtenir un extrait cellulaire. Les animaux receveurs sont des rats Lewis âgés de 6 à 7 semaines. Ils reçoivent par voie veineuse 200 à 500 millions de cellules ou, par voie cérébrale, de 20 à 50 millions de cellules. Dans deux espéricnces, les rats furent inoculés par voie cérébrale avec un extrait correspondant à 35 millions de cellules. Tous les animaux receveurs sont sacrifiés entre 5 et 13 jours après l'injection de cellules. Les cerveaux et les moelles épinières des donneurs et des receveurs sont prélevés après le sacrifice et sont soumis à un examen histologique.

Les cellules de 37 rats donneurs furent inoculées à 48 rats receveurs parmi lesquels 4 seulement présentèrent, sans signe clinique, les lésions caractéristiques de l'encéphalite allergique. Parmi ces 4 animaux, 3 avaient reçu une injection intraveineuse de 200 millions de cellules vivantes prélevées 9 jours après la sensibilisation chez 3 donneurs. Soulignons que, parmi les 3 donneurs, 2 étaient des frères et sœurs des 3 receveurs ayant présenté une encéphalite allergique. Le 4e receveur ayant montré des lésions histologiques caractéristiques avait reçu, par voie cérébrale, un extrait cellulaire correspondant à 35 millions de cellules ganglionnaires prélevées chez 4 rats, 7 jours après la stimulation antigénique.

Retenons enfin que les cellules provenant de 7 rats donneurs ayant présenté des signes pathognomoniques, cliniques et histologiques d'encéphalite allergique n'ont pas suscité l'apparition de la maladie chez les receveurs : ceci semble indiquer que lorsque l'encéphalite est apparue chez les donneurs, les anticorps ont été libérés par les cellules formatrices. Ils ne peuvent être transmis passivement en quantité suffisante pour susciter la maladie chez les receveurs par les cellules ganglionnaires qui, à ce moment, ont probablement dépassé le stade de la phase exponentielle de la synthèse des anticorps. Cependant une inconnue subsiste : dans quelles conditions les anticorps vont-ils être libérés des cellules formatrices pour se fixer sur la cellule nerveuse et y a-t-il un rapport entre cette

fixation et l'absence d'anticorps au sein de la cellule lymphatique formatrice ?

Discussion et conclusions. — Le premier groupe d'expériences indique que les rats nouveau-nés sont moins sensibles et réagissent plus tardivement que les jeunes adultes à l'inoculation de matière cérébrale. Deux raisons peuvent être invoquées : ou bien le nouveau-né est incapable de synthétiser une quantité assez importante d'anticorps pour léser suffisamment le système nerveux central, ou bien les cellules nerveuses ne sont sensibles à l'action des anticorps que chez l'animal âgé de 3 ou 4 semaines. Il nous semble cependant que la deuxième hypothèse est plus plausible que la première. On sait en effet ([6]) que les cellules nerveuses du raton nouveau-né ont une teneur très faible en myéline et la myélinisation n'apparaît complète que 3 ou 4 semaines après la naissance. Il fut démontré que les substances actives intervenant dans la stimulation antigénique se rencontraient surtout dans la substance blanche riche en myéline. On peut penser que les récepteurs cellulaires des anticorps ne sont présents que lorsque la myélinisation est complète, c'est-à-dire vers la 4e semaine, et que 2 semaines sont nécessaires, comme chez le Rat adulte, pour induire l'encéphalite allergique : ainsi s'expliquerait la période de latence de 6 semaines observée chez les nouveau-nés. L'examen de ces résultats peut faire penser que le mécanisme de l'inhibition observée par Patterson relève plutôt d'un phénomène de blocage immunitaire ou de sensibilisation subclinique que d'une tolérance induite. Le second groupe d'expériences confirme et étend les résultats obtenus par Patterson concernant le transfert passif de l'encéphalite allergique. Nous observons qu'il n'est pas nécessaire de rendre les receveurs tolérants aux cellules du donneur pour transmettre passivement l'encéphalite allergique, si l'on prend soin d'utiliser une souche de rats consanguins. L'une de nos expériences montre qu'il est possible de transmettre l'affection par un broyat de cellules, ce qui semblerait indiquer que des anticorps « solubles » seraient en cause.

([1]) Ce travail a été réalisé grâce à une bourse d'études de l'Académie nationale des Sciences des États-Unis.

([2]) E. A. KABAT, A. WOLF et A. E. BEZER, *J. Exptl. Med.*, 85, 1947, p. 117.
([3]) I. M. MORGAN, *J. Exptl. Med.*, 85, 1947, p. 131.
([4]) M. M. LIPTON et J. FREUND, *J. Immunol.*, 71, 1953, p. 98.
([5]) P. Y. PATTERSON, *Ann. N. Y. Acad. Sc.*, 73, 1958, p. 811.
([6]) B. H. WAKSMAN, *J. Neuropath. Exp. Neur.*, 18, 1959, p. 397.
([7]) A. PARAF, R. BILLINGHAM, G. JERVIS et H. KOPROWSKI (sous presse).
([8]) P. Y. PATTERSON, *J. Exp. Med.*, 3, 1960, p. 119.
([9]) R. E. BILLINGHAM et L. BRENT, *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 242, 1959, p. 439.

(*Wistar Institute, Philadelphie et Laboratoire Recherches Vétérinaires, Alfort.*)

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Un cas de granulome testiculaire à blastomycètes.* Note de MM. **Jacques Meyer, René Sartory, Jacques Malgras, Eugène Blum** et **André Batzenschlager**, transmise par M. Gaston Ramon.

Les auteurs rapportent le deuxième cas mondial d'une orchi-épididymite histiocytaire due à un *Candida* mis en évidence par l'étude microbiologique, histologique et sérologique.

On sait que les Blastomycoses internes, en particulier les Moniliases et autres infections levuriennes prêtent encore à des discussions sur la pathogénéité de ces organismes [Benedek ([1])].

Nous rapportons une observation de mycose testiculaire étudiée au point de vue anatomo-pathologique, histo-bactériologique et sérologique. Il s'agit d'un homme de 70 ans, cultivateur, qui consulte l'un de nous le 7 août 1959 pour un gros testicule droit avec gros épididyme évoluant depuis de nombreux mois sans régression, malgré différents traitements, augmentant même de volume. Le malade n'a pas de température; au toucher rectal la prostate est augmentée de volume, les urines sont claires et contiennent de fortes traces d'albumine.

Le 14 août 1959 on procède (E. Blum) à une semi-castration pour suspicion de tumeur du testicule. L'examen histologique pratiqué à l'Institut d'Anatomopathologie de la Faculté de Médecine de Strasbourg [A. Batzenschlager ([2])] montre qu'il ne s'agit pas d'une tumeur du testicule, mais d'une orchite chronique histiocytaire résorptive, avec absence de tout signe histologique de malignité. Avant l'intervention chirurgicale, les examens biologiques ont été pratiqués; ils sont tous sans particularité, en dehors de la vitesse de sédimentation qui est fortement accélérée (40/70). A l'examen de contrôle pratiqué le 29 septembre, on constate du côté non opéré une tuméfaction molle de l'épididyme; la vitesse de sédimentation est toujours augmentée et l'albuminurie n'a pas disparu. La prostate n'a pas régressé. On pratique donc un prélèvement aseptique des urines et des sécrétions prostatiques qui montrent à l'examen direct et cultural la présence d'un Blastomycète avec une flore de surinfection assez variée.

L'examen histomicroscopique est alors repris avec une méthode de coloration spécifique pour les Blastomycètes; il s'agit de la technique de Gridley ([3]) modifiée, qui montre la présence d'éléments ronds ou ovalaires, se colorant nettement en rouge et qui se trouvaient surtout localisés dans le syncitium sertolien des tubes séminifères. Il s'agit d'un Blastomycète intracellulaire, prouvant histologiquement une blastomycose du testicule.

Par culture et après plusieurs passages, nous avons pu isoler définitivement le Blastomycète à l'état de pureté et nous l'avons étudié sur les milieux habituellement employés en mycologie : Jus de pomme de terre, Sabouraud glucosé, milieu P. C. B. et de Gorodkowa. Nous avons constaté

qu'il s'agit d'un champignon levuriforme anascosporé. Les caractères macroscopiques, biologiques et biochimiques ont été déterminés d'après les données de Lodder et Kreger-Van Rij ([4]) et de Coudert ([5]). Ces examens ont permis de ranger l'organisme dans le genre Candida. Le zymogramme et l'auxanogramme n'ont pas permis jusqu'à présent de déterminer définitivement l'espèce pathogène et ces recherches continuent.

D'autre part, nous avons effectué une étude sérologique avec le sérum du malade et des immunsérums de lapins immunisés au moyen de l'organisme isolé, de *Candida krusei*, de *C. parapsilosis* et de *C. albicans*. Nous avons employé un antigène-broyat préparé selon les indications de Bessière ([6]).

Nous avons de plus eu recours aux réactions d'agglutination en employant des suspensions levuriennes à des concentrations de 1/45, 1/66 et 1/75, et des dilutions d'immunsérums de 1/50, 1/100, 1/200, 1/400, 1/800, 1/1600 et 1/3200. L'agglutination de la suspension de l'organisme en étude était positive jusqu'à la dilution de 1/3200; celle de *C. parapsilosis* jusqu'à 1/400; celle de *C. krusei* et de *C. albicans* était négative dans l'ensemble.

Les réactions de déviation du Complément ont été effectuées par la méthode de Kolmer, en employant l'antigène-broyat de nos microorganismes :

Sérum du malade dilué à 1/4 (trois prélèvements successifs) : ++++;
Sérum du lapin immunisé avec l'organisme en étude, dilué à 1/4 : ++++;
Immunsérum de *C. parapsilosis* dilué à 1/4 : ++;
Immunsérum de *C. krusei* pur : ++;
Immunsérum de *C. krusei* dilué à 1/4 : —;
Immunsérum de *C. albicans* pur : —;
Immunsérum de *C. albicans* dilué à 1/4 : —.

On constate que la réaction d'agglutination est positive pour le germe isolé et faiblement positive pour *Candida parapsilosis*. Les réactions sérologiques avec le sérum du malade sont restées positives au même titre pendant 4 mois après ablation du granulome. Quant à la déviation du Complément, le résultat est également positif pour l'organisme isolé à un taux supérieur que celui des réactions croisées avec les *Candida paraspilosis* et *krusei*. Les réactions de sérodiagnostic prouvent ainsi que l'agent infectieux isolé à partir des urines et des sécrétions prostatiques et mis en évidence dans les coupes histologiques est du genre *Candida*, avec forte présomption pour une espèce non encore déterminée, étant donné le taux nettement plus élevé de ces réactions que celui des espèces témoin (*Candida krusei*, *parapsilosis* et *albicans*).

Le premier cas de granulome à *Candida* a été décrit par Bontke ([7]) dont la publication a attiré l'attention de l'un de nous.

En conclusion, nous avons pu mettre en évidence l'agent mycosique d'une orchi-épididymite chronique histiocytaire et giganto-cellulaire, avec toutes les preuves que Benedek exige, c'est-à-dire concordance des examens

microbiologiques, histologiques et sérologiques; nos observations apportent peut-être une preuve à la théorie de la pénétration ascendante de l'agent infectieux, puisque nous avons pu démontrer que l'épididyme et les canaux séminifères étaient également touchés par l'infection, ce qui n'était pas le cas dans l'observation de Bontke.

Nous tenons donc à attirer l'attention sur la nécessité, dans des cas cliniquement analogues, de contrôler l'origine mycosique éventuelle de l'infection.

Nous publierons ailleurs les détails microbiologiques, sérologiques, ainsi que des microphotos concernant ce cas (8).

(1) T. Benedek, *voir* Grumbach et Kikhuth, *Die Infektionskrankheiten des Menschen*, Thieme, Stuttgart, 1958, p. 1479.

(2) A. Batzenschlager et R. Prévot, *J. Urol.*, 65, nos 7-8, 1959, p. 566.

(3) M. F. Gridley, *Amer. J. Clin. Path.*, 23, 1953, p. 303.

(4) Lodder et Kreger-Van Rij, *The Yeasts*, Amsterdam, 1952.

(5) Coudert, *Guide pratique de Mycologie médicale*, Masson, Paris, 1955.

(6) Bessière, Rioux, Bastide et Bastide, Société de Pharmacie de Montpellier, 15 janvier 1959.

(7) E. Bontke, *Z. Urologie*, 48, no 12, 1955, p. 787.

(8) Travail du Laboratoire de Microbiologie de la Faculté de Pharmacie et de l'Institut d'Anatomie-Pathologie de la Faculté de Médecine de Strasbourg.

CANCÉROLOGIE. — *Inhibition de la cancerogenèse du nickel et libération de l'histamine engagée.* Note (*) de Mlle SIMONE HATEM, présentée par M. Christian Champy.

Le sel monocalcique disodique d'éthylène diamine tétraacétique utilisé pour combattre la cancérogenèse provoquée par le nickel libère l'histamine captée par le métal. Il semble qu'il y ait entre l'inhibition de la tumorogenèse et la libération de l'histamine une parenté déjà apparue sous une forme différente dans le cas de carbures cancérigènes.

La complexion du nickel (Ni) par l'histamine (Hi) déjà entrevue aux solutions aqueuses diluées par une étude électrochimique [1], [2], [3] a été reprise et confirmée par la méthode des variations continues appliquée à l'absorption lumineuse selon Paul Job. Divers sels de Ni mis au contact de Hi en phase aqueuse laissaient prévoir la formation de plusieurs bases complexes dans certains cas [4]. Aux solutions concentrées, des cristaux apparaissent en 24 h. Les complexes suivants sont ainsi caractérisés :

$(NO_3)_2\,[NiHi_2]\,nH_2O$ cristal bleu, biaxe, ayant un très bon plan de clivage et un pléochroïsme intense (*fig.* 1).



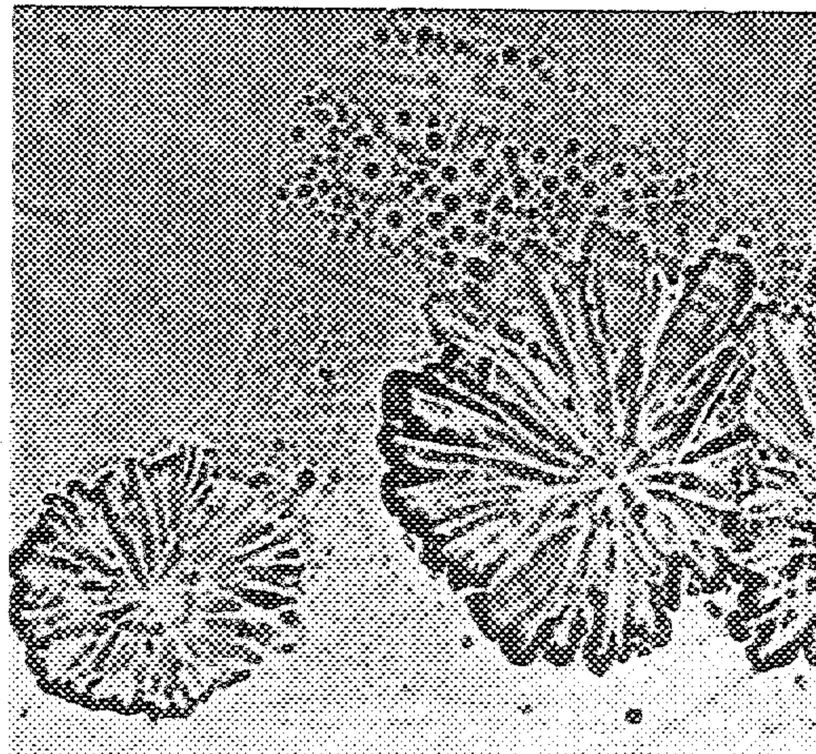


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Cristallisation de $(NO_3)_2\,(NiHi_2)\,n\,H_2O$.

Fig. 2. — Cristallisation de $(NO_3)_2\,(NiHi_3)\,n\,H_2O$.

$(NO_3)_2\,[NiHi_3]\,nH_2O$ cristal violet uniaxe négatif, hexagonal, très biréfringent (*fig.* 2).

$Cl_2\,[NiHi_3]\,nH_2O$ cristal violet, uniaxe positif, hexagonal, peu biréfringent (*fig.* 3).

$SO_4\,[NiHi_3]\,nH_2O$ cristal violet, biaxe négatif, n'ayant pas de pléochroïsme.

Son clivage est bon, sa biréfringence est faible (*fig.* 4).

D'autre part, on sait que Ni, à l'état de poussière métallique, provoque la naissance de cancers *in situ* (voies respiratoires chez les ouvriers de l'industrie) [5] et que le sel monocalcique, disodique d'éthylène diamine tétraacétique (E. D. T. A.) entrave la cancérogenèse ainsi provoquée, le nickel se substituant au calcium dans le chélate qui s'élimine.

Étant donné l'affinité considérable de Ni pour Hi, il est intéressant de

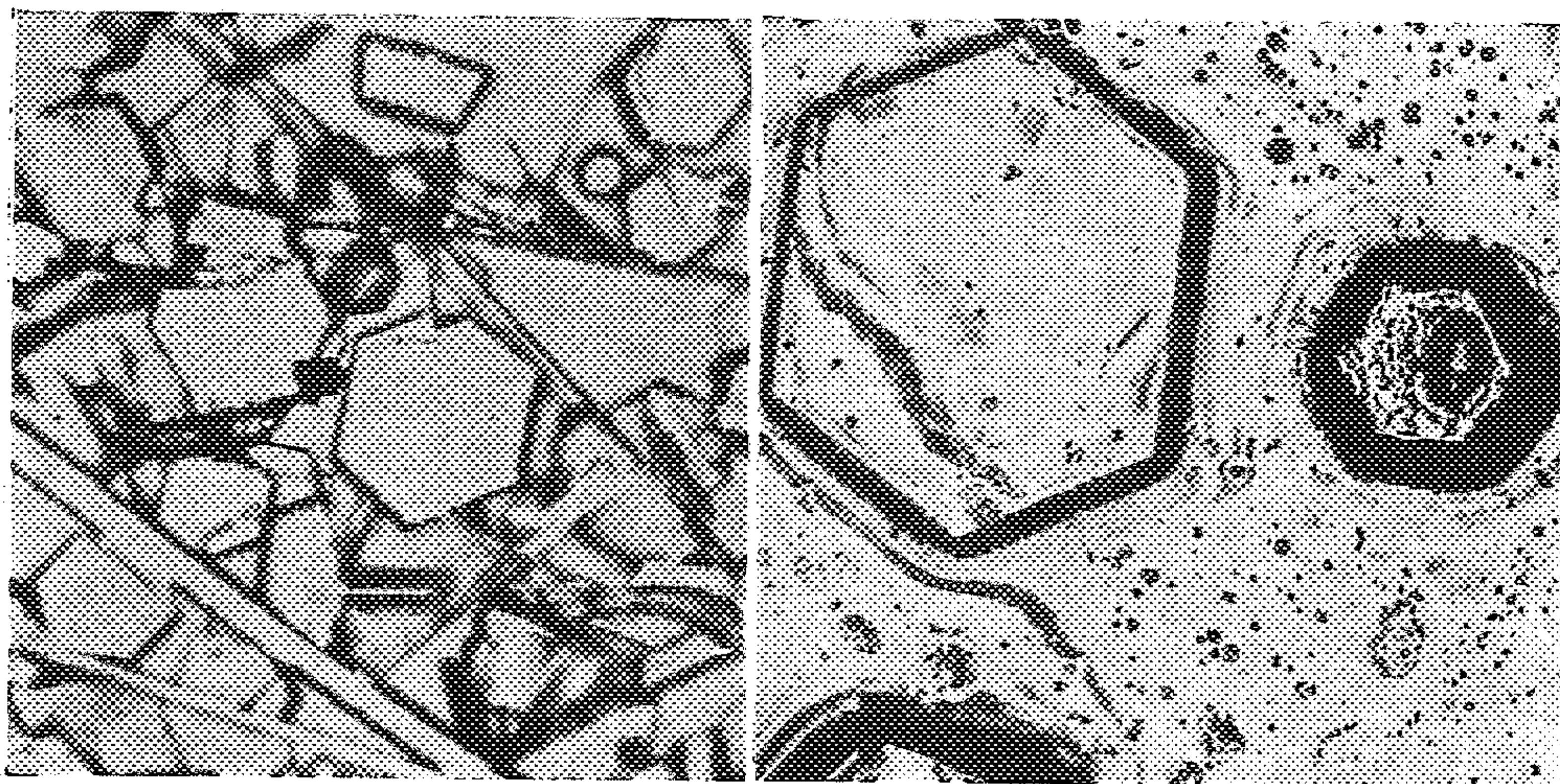


Fig. 3. Fig. 4.
Fig. 3. — Cristallisation de $Cl_2\,(NiHi_3)\,n\,H_2O$.
Fig. 4. — Cristallisation de $SO_4\,(NiHi_3)\,n\,H_2O$.

voir quel sera le choix du métal, celui-ci une fois mis en présence du sel E. D. T. A. et de Hi réunis. Il y a lieu de considérer que si Hi est infiniment soluble, le sel E.D.T.A. est peu soluble dans l'eau.

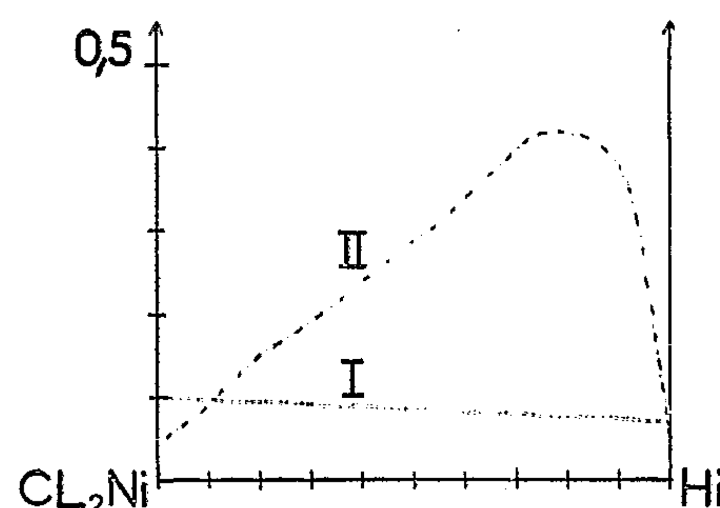


Fig. 5. — Variations continues. Densité optique des mélanges de solutions aqueuses équimoléculaires Cl_2 Ni-Hi après trois semaines de contact. Concentration $c = 0{,}01$ M; $\lambda = 2\,500$ Å.
Courbe I : Complexion annulée par le sel E. D. T. A., $e = 0{,}05$ cm.
Courbe II : Complexion normale, $e = 1$ cm.

Le chlorure de nickel semble tout indiqué pour cette étude. Le complexe (Ni, Hi_3) qui se forme seul à l'état cristallisé apparaît aussi en solution (*fig.* 5).

Deux séries identiques de mélanges de solutions équimoléculaires Ni, Hi sont préparées selon la méthode des variations continues. Chaque série comporte des concentrations s'échelonnant de 0,01 à 0,1 M. Dans l'une des séries (*série II*) la poudre du sel E.D.T.A. est dispersée.

Bien qu'il soit peu soluble dans l'eau, le sel est lentement solubilisé par le milieu où le complexe Ni, Hi préexiste, et *la réaction* Ni, Hi *régresse tandis que la réaction* Ni, E.D.T.A. *s'accomplit*. En effet, examinées dans l'ultraviolet, trois semaines après, les deux séries sont éloquentes. L'épaisseur traversée pour l'examen spectral est choisie de façon à situer les constituants simples Ni, Hi à la limite d'absorption dans une région déterminée et pour une concentration donnée. On observe, indépendamment de la région et de la concentration, *dans la série I*, un maximum très accusé : l'histamine est engagée; *dans la série II*, une courbe voisine de la droite d'additivité, un pH plus élevé : l'histamine est libre (*fig.* 5). On vérifie de plus que l'évaporation lente des solutions donne des cristaux abondants, riches et visibles à l'œil nu dans un cas quand seul le microscope permet de déceler des germes chétifs dans l'autre cas.

Il apparaît une fois encore que lorsqu'une substance combat la naissance d'un cancer chimique elle combat aussi, le réduisant à néant, le bloquage de l'histamine.

(*) Séance du 20 avril 1960.

(1) O. Eichler et G. Meyer, *Die Naturwiss.*, 3-5, 1948, 35 Jahrg., p. 93.

(2) A. Albert, *Bioch. J.*, 50, 1951, p. 690.

(3) B. L. Mickel et A. C. Andrews, *J. Amer. Soc.*, 77, 1955, p. 323 et 5291.

(4) S. Hatem, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2423.

(5) J. Gwynne Morgan, *Brit. J. Med.*, 15, n° 4, 1958, p. 224.

(6) S. Hatem, *Chimia*, 4, 1960, p. 59.

La séance est levée à 15 h. 20 m.

L. B.